N° d'ordre .....

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Georges ASCH
Ingénieur de l'Ecole Supérieure d'Electricité

1re THÈSE

ÉTUDE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DU FACTEUR DE DÉCOMPOSITION SPECTROSCOPIQUE g DE MÉTAUX ET ALLIAGES FERROMAGNÉTIQUES

2me THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

1963

MM. S. GOLDSZTAUB ..... Président
S. NIKITINE .....
P. TAGLANG ..... } Examinateurs
L. NÉEL .....

N° d'ordre .....

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Georges ASCH
Ingénieur de l'Ecole Supérieure d'Electricité

1re THÈSE

ÉTUDE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE DU FACTEUR DE DÉCOMPOSITION SPECTROSCOPIQUE g DE MÉTAUX ET ALLIAGES FERROMAGNÉTIQUES

2me THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

MM. S. GOLDSZTAUB ..... Président
S. NIKITINE .....
P. TAGLANG ..... } Examinateurs
L. NÉEL .....

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

A MES PARENTS

A MA SOEUR

A MON FRERE

A Monsieur G. F O E X

Correspondant de l'Institut

Professeur honoraire à la Faculté des Sciences
de l'Université de Strasbourg

A Monsieur R. F O R R E R

Directeur du Laboratoire de Ferromagnétisme de
l'Institut de Physique de Strasbourg

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur G. FOEX ainsi qu'à Monsieur R. FORRER qui ont bien voulu m'accueillir dans leurs laboratoires et suivre mes recherches avec intérêt et bienveillance.

Les recherches constituant cette thèse ont été effectuées aux Laboratoires Pierre Weiss de l'Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Strasbourg, sous les auspices du Centre National de la Recherche Scientifique.

Je tiens à exprimer ici ma très vive reconnaissance à Monsieur A.J.P. MEYER, Maître de Recherches au C.N.R.S. qui m'a confié le sujet de ce travail et sous l'amicale direction de qui les recherches ont été menées.

Je remercie enfin techniciens, ouvriers et tous ceux dont le concours m'a été si souvent très précieux.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550001_0029

ETUDE PAR RESONANCE MAGNETIQUE DU FACTEUR DE DECOMPOSITION SPECTROSCOPIQUE g DE METAUX ET ALLIAGES FERROMAGNETIQUES.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

1. **Définitions** : La proportionnalité qui existe entre le moment cinétique et le moment magnétique d'un électron en mouvement est à la base de l'interprétation des phénomènes gyromagnétiques et de résonance magnétique.

Un électron lié à un atome et décrivant une orbite autour de son noyau possède du fait de son déplacement orbital un moment cinétique p_l et un moment magnétique μ_l

$$p_l = \sqrt{l(l+1)}\ \frac{h}{2\pi} \qquad \mu_l = \frac{e}{2mc} \qquad p_l = \sqrt{l(l+1)}\ \mu_B$$

l est le nombre quantique orbital et $\mu_B = \frac{h}{4\pi mc}$ est le magnéton de Bohr

Le rapport du moment cinétique à son moment magnétique associé définissant le rapport gyromagnétique, on a dans ce cas

$$\rho_l = \frac{p_l}{\mu_l} = \frac{2mc}{e}$$

Par suite de sa rotation propre (spin) l'électron a de plus un moment cinétique p_s et un moment magnétique μ_s

$$p_s = \sqrt{s(s+1)}\ \frac{h}{2\pi} \qquad \mu_s = \frac{e}{mc} \qquad p_s = 2\sqrt{s(s+1)}\ \mu_B$$

s qui est le nombre quantique de spin ne peut prendre que les valeurs $\pm 1/2$; on a donc :

$$\rho_s = \frac{p_s}{\mu_s} = \frac{mc}{e}$$

Pour une couche atomique constituée de plusieurs électrons on définit un moment cinétique orbital résultant p_L et un moment magnétique orbital résultant μ_L. On a :

$$p_L = \sqrt{L.(L+1)}\ .\frac{h}{2\pi} \qquad \mu_L = \sqrt{L.(L+1)}.\ \mu_B$$

où L est le nombre quantique orbital résultant.

De même pour la rotation propre on peut définir un moment cinétique de spin et un moment magnétique de spin résultants. On a dans ce cas :

$$p_S = \sqrt{S(S+1)}\ .\frac{h}{2\pi} \qquad \mu_S = 2\sqrt{S(S+1)}\ .\ \mu_B$$

où S est le nombre quantique de spin résultant.

Dans le cas du couplage Russel-Saunders, les moments cinétique et magnétique résultants d'orbite et de spin se composent pour donner le moment total correspondant.

$$\vec{p} = \vec{p}_L + \vec{p}_S \qquad \vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$$

Le module de p s'écrit $p = \sqrt{J.(J+1)}.\ \frac{h}{2\pi}$ où J nombre quantique interne peut prendre les valeurs :

$$J = L + S,\ L + S - 1,\ \ldots\ L - S \quad \text{si } L > S$$

ou $$J = S + L,\ S + L - 1,\ \ldots\ S - L \quad \text{si } L < S.$$

Par suite de la valeur différente du rapport gyromagnétique pour les mouvements d'orbite et de spin μ' n'est pas parallèle à p. En outre, μ' est animé d'un mouvement de précession rapide autour de p ; la composante de μ' normale à p est donc en moyenne nulle et l atome se comporte comme si son moment magnétique effectif était égal à la projection μ de μ' sur la direction de p. On définit donc le rapport gyromagnétique ρ correspondant par la relation

$$\rho = \frac{p}{\mu} = \frac{2}{g} \cdot \frac{mc}{e}$$

où g est le facteur de décomposition spectroscopique de Landé. Sa valeur est 1 pour S = 0 et 2 pour L = 0. Dans le cas d'une couche atomique non soumise à des interactions de la part des atomes voisins le facteur g est donné par l'expression

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Cette formule qui permet de bien interpréter les résultats des mesures de moments magnétiques et de résonance qui ont été effectuées sur les sels des métaux des terres rares ne s'applique pas aux éléments de la famille du Fer. Pour ceux-ci, la contribution du moment orbital est diminuée dans une proportion très importante. Ce phénomène souvent désigné par «blocage d orbite» est un effet du champ électrique cristallin intense auquel sont soumis les électrons porteurs de moment de la couche électronique périphérique 3d. Par contre les électrons 4f responsables des propriétés magnétiques des métaux des terres rares sont protégés de l'action du champ cristallin par l'écran que constituent les couches plus externes 5s et 5p.

L'importance respective de la contribution des moments orbitaux et des moments de spin au moment total peut etre déterminée par deux types d expériences : d une part les expériences qui reposent sur les phénomènes gyromagnétiques, d autre part celles qui sont basées sur la résonance magnétique.

Les phénomènes gyromagnétiques révèlent l'association à toute variation de moment cinétique d un corps d une variation corrélative de son moment magnétique et réciproquement : la méthode de Barnett permet de mesurer la variation d aimantation que provoque une variation connue du moment cinétique , par la méthode d Einstein de Haas par contre l expérimentateur mesure la variation du moment cinétique qu entraine une variation donnée de l'aimantation. ΔP et ΔM étant respectivement les variations macroscopiques associées des moments cinétique et magnétique mesurées dans l'un ou l'autre de ces deux types d'expériences on définit le facteur magnétomécanique g' par la relation :

$$g' = \frac{\Delta M}{\Delta P} \cdot \frac{2mc}{e} \qquad (1)$$

Kittel (28) et Van Vleck (58) ont montré qu en première approximation le facteur g' est une fonction simple du rapport du moment magnétique orbital μ_L mobilisable par le champ, au moment de spin μ_S

$$g' = 2 - \varepsilon \qquad (2)$$

où $\varepsilon = 2 \frac{\mu_L}{\mu_S}$

Le phénomène de résonance magnétique s interprète de la façon suivante la substance étudiée possédant un moment magnétique et étant placée dans un champ H l énergie magnétique d un état électronique de nombre quantique magnétique m est $W = mg \mu_B H$ où g est le facteur de décomposition spectroscopique Les seuls sauts d énergie ΔW permis par les règles de sélection correspondent à $\Delta m = \pm 1$. De telles transitions peuvent être induites par un champ magnétique alternatif de fréquence f telle que :

$$hf = \Delta W = g \mu_B H. \qquad (3)$$

L'apparition de ces transitions, lorsque (3) est vérifié, constitue le phénomène de résonance magnétique il se traduit expérimentalement par une augmentation de l énergie que cède le champ al

ternatif à la substance étudiée ce qui permet la détermination de g $g = \frac{hf}{\mu_B H}$ Kittel (28) et Van Vleck (58) ont montré qu'en première approximation on a :

$$g = 2 + \varepsilon \qquad (4)$$

où comme en (2) $\varepsilon = 2 \frac{\mu_L}{\mu_S}$ Il doit donc exister entre la valeur du facteur magnétomécanique g d'une substance et celle de son facteur de décomposition g la relation suivante, dite relation de Kittel-Van Vleck (K.V.V.) ;

$$g - 2 \simeq 2 - g' \qquad (5)$$

2. **But du travail.** - Les résultats expérimentaux connus concernant les substances ferromagnétiques montrent effectivement que lorsque les valeurs de g' sont légèrement inférieures à 2, les valeurs correspondantes de g sont elles un peu supérieures à 2 ; néanmoins les valeurs numériques de g et g' ne satisfont pas dans tous les cas, même dans la limite des erreurs d'expériences, à la relation $g - 2 \simeq 2 - g'$. Cependant, étant donné que les mesures de g par résonance peuvent être sujettes à de multiples causes d'erreurs, que les mesures de g' par effet gyromagnétique sont très délicates et que les deux types de mesures n'ont jamais porté sur des échantillons identiques, il n'est pas permis d'affirmer que les résultats expérimentaux acquis mettent en cause le caractère général de la relation de K.V.V.

A.J.P. Meyer a mis au point au Laboratoire Pierre Weiss une installation de mesure basée sur l'effet Einstein-de Haas qui lui a permis de déterminer avec une grande précision les facteurs magnétomécaniques g du Fer et du Nickel La première partie de notre travail a donc consisté à mesurer par résonance magnétique le facteur g d'échantillons de Fer et de Nickel de même origine et ayant subi les mêmes traitements que ceux utilisés dans la détermination de g'. Ceci a été fait dans le but de vérifier, avec une précision aussi bonne que possible, la validité de la relation de K.V.V. classique.

Le but de la seconde partie de notre travail a été de déterminer les paramètres dont peut dépendre le facteur g. C'est pourquoi nous avons d'abord cherché s'il existe une relation entre la température et la valeur de g du Fer, du Cobalt et du Nickel. Nous avons ensuite examiné l'influence de l'introduction d'atomes étrangers dans le réseau , dans ce but nous avons étudié quelques séries d'alliages :

1) alliages de métaux ferromagnétiques entre eux : Fe-Ni, Fe-Co, Co-Ni.

2) alliages du Fer et du Nickel avec le Chrome.

Pour chacune des substances nous avons de plus mesuré la largeur de la raie de résonance et en avons étudié les variations parallèlement à celles de g.

CHAPITRE II.

THEORIE DE LA RESONANCE FERROMAGNETIQUE.

Nous abordons la théorie classique de la résonance ferromagnétique par l'étude du mouvement d'un ensemble de porteurs de moment placés dans un champ magnétique statique. Ceci nous amène à définir la précession de Larmor et à calculer sa fréquence. La possibilité d'entretien de la précession de Larmor par un champ magnétique H F perpendiculaire au champ statique conduit naturellement au phénomène de résonance magnétique.

§ 1 **La résonance magnétique. - Mouvement d'un ensemble de porteurs de moment placés dans un champ magnétique statique.** -

μ étant le moment magnétique effectif et p le moment cinétique associé d'un atome, on a :

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{p} \qquad (6)$$

γ rapport gyromagnétique, est égal à $\frac{g\,e}{2mc}$ où g est le facteur de décomposition spectroscopique ; pour $g = 2$ on a $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,80.10^6$ (sec œ)$^{-1}$. En présence d'un champ magnétique statique H, le moment μ est soumis à un couple $\vec{\mu} \wedge \vec{H}$. Le théorème du moment cinétique permet d'écrire :

$$\frac{\vec{dp}}{dt} = \vec{\mu} \wedge \vec{H}$$

soit, d'après (6) :

$$\frac{\vec{d\mu}}{dt} = \gamma \vec{\mu} \wedge \vec{H}. \qquad (7)$$

Dans le cas d'une substance aimantée, formée de N moments atomiques par unité de volume, dont l'aimantation I est :

$$\vec{I} = \Sigma \frac{N}{0} \vec{\mu}$$

l'équation (7) s'écrit

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \gamma \vec{I} \wedge \vec{H}_o \qquad (8)$$

Avec un système d axes tel que Oz soit dirigé suivant H_o la solution de l'équation (8) est une précession de I autour de Oz, de fréquence $f_o = \frac{\omega_0}{2\pi}$, l'angle θ_o entre I et Oz étant invariable et égal à l angle existant avant l'application du champ Ce mouvement est la précession de Larmor. Les composantes I_x, I_y, I_z de l'aimantation sont données par les équations :

$$I_x = I_o\, e^{i\omega_o t} \qquad I_y = I_o\, e^{i(\omega_o t + \pi/2)} \qquad I_z = (I^2 - I_o^2)^{1/2}$$

avec $I_o = I \sin \theta_o$ et $\omega_o = \gamma H_o$

B - Action d un champ magnétique H.F. perpendiculaire au champ statique - Diverses causes d'amortissement que nous examinerons plus loin (§ 4e) font décroître l'énergie de rotation du mouvement de précession de Larmor : il en résulte que I tend à s'aligner dans la direction de H Supposons donc θ très petit et appliquons perpendiculairement à H dans la direction Ox un champ magnétique h f. $h_x = h.e^{i\omega t}$ et tel que $h \ll H$ L'équation (8) du mouvement devient

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \gamma \vec{I} \wedge (\vec{H} + \vec{h}.e^{i\omega t}). \qquad (9)$$

En négligeant les termes du second ordre par rapport à h l'équation (9) donne pour les composantes de l'aimantation :

$$I_x = \chi h \qquad I_y = \frac{\omega}{\omega_o} \cdot \chi h \qquad I_z \simeq I$$

avec $\chi = \frac{I/H}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_o^2}}$ et $\omega_o = \gamma H$.

χ est la susceptibilité h.f. ; elle devient infinie lorsque $\omega = \omega o$ c à.d.

$$\omega = \gamma H. \qquad (10)$$

Ceci est exactement, mais sous une forme légèrement différente, la condition de résonance magnétique calculée au Chapitre I.

Ce fut Zavoisky en 1945 (64) qui fut le premier à observer la résonance électronique de substances paramagnétiques ; la relation (10) permet la détermination précise du facteur g de ces corps : les valeurs trouvées sont en général très voisines de 2, valeur correspondant au spin. Dans le cas de la résonance du spin électronique, on a très précisément $g = 2,0$ et $\frac{\gamma}{2\pi} = 2,8.10^6$; la relation (10) s'écrit alors :

$$f_{MHz} = 2,80\ H_{oe} \qquad (10a)$$

Purcell, Torrey et Pound (42) réalisèrent en 1946 des expériences de résonance de spins nucléaires. On sait en effet que les noyaux peuvent aussi posséder un moment magnétique : le moment correspondant au spin 1 est le magnéton nucléaire qui est 1839 fois plus petit que le magnéton de Bohr. Le rapport gyromagnétique nucléaire γ est alors tel que $\frac{\gamma}{2\pi} = 0,76.10^3$. En résonance nucléaire, la relation (10) devient donc pour le spin unitaire :

$$f_{kHz} = 0,76\ H_{oe} \qquad (10b)$$

La comparaison des relations (10 a) et (10 b) montre que dans les champs de l ordre de 1000 oe la fréquence de résonance électronique est du domaine des hyperfréquences alors que la fréquence de résonance nucléaire est du domaine des ondes radioélectriques courtes. L ensemble des résultats des expériences de résonance électronique et nucléaire a toujours justifié l emploi de la formule

(10) Il n'en est pas de même en ce qui concerne la résonance des substances ferromagnétiques C'est Griffith (20) qui réalisa en 1945 les premières expériences de résonance ferromagnétique L'application à ses résultats expérimentaux de la formule (10) conduisit à des valeurs du facteur g très différentes de 2 contrairement à ce que laissaient prévoir les expériences gyromagnétiques ; de plus les valeurs ainsi calculées dépendaient de la fréquence d'étude et de la forme géométrique des échantillons Il apparut alors évident qu'une adaptation de la théorie était nécessaire pour le cas des substances ferromagnétiques.

§2. **Théorie de Kittel. A - Les équations de la résonance ferromagnétique** Ce fut Kittel (26) (27) qui en introduisant le champ démagnétisant de forme dans les équations du mouvement de précession, obtint la condition générale de la résonance des substances ferromagnétiques polycristallines.

Le champ H_i à l'intérieur d'une substance ferromagnétique est la somme du champ extérieur H et du champ démagnétisant H_d Etant donné un ellipsoide d'une substance ferromagnétique choisissons un système de coordonnées tel que les trois axes principaux de l'ellipsoide coincident avec les axes de coordonnées soient N_x N_y, N_z les coefficients de champ démagnétisant Le champ h.f. étant appliqué suivant Ox, et le champ statique H suivant Oz, les composantes du champ intérieur H_i sont :

$$\begin{aligned} H_{ix} &= h - N_x I_x \\ H_{iy} &= - N_y I_y \\ H_{iz} &= H - N_z I_z \end{aligned} \qquad (11)$$

On suppose que le champ H est suffisant pour aimanter à saturation la substance étudiée La résolution de l'équation (9) pour les valeurs (11) du champ magnétique donne :

$$I_x = \gamma^2 (H + (N_y - N_z) I_z) \cdot \frac{h}{\omega_o^2 - \omega^2} \; ; \; I_y = \gamma I_z \cdot \frac{h}{\omega_o^2 - \omega^2} \qquad (12)$$

$$I_z \simeq I \; ; \quad \chi_x = \frac{I_x}{h} = \frac{\gamma^2 \; (H + (N_y - N_z) I_z)}{\omega_o^2 - \omega^2}$$

$$\omega_o^2 = \gamma^2 \; (H + (N_x - N_z) I_z) (H + (N_y - N_z) I_z) \qquad (13)$$

Comme pour les substances paramagnétiques lorsque $\frac{\omega}{\omega_o}$ tend vers 1 la résonance des corps ferromagnétiques se traduit par l accroissement rapide de la susceptibilité χ La condition de résonance $\omega = \omega_o$ s'écrit, en tenant compte de (12) et (13) :

$$\omega = \gamma \left[(H + (N_x - N_z) I)(H + (N_y - N_z) I) \right]^{1/2} \qquad (14)$$

A la fréquence de 9290 Mc/s le champ de résonance d un disque de Fer dont le diamètre est 8 83 mm et l épaisseur 13 8/100 mm est de 790 œ La précision de la mesure étant augmentée quand le champ de résonance est élevé nous avons effectué nos mesures à la fréquence de 35 600 Mc/s à laquelle le champ de résonance du meme disque de Fer devient égal à 5836 œ Les générateurs d hyperfréquences ayant une plage réduite de variation de fréquence les expériences de résonance ferromagnétique sont réalisées à fréquence fixe Le champ statique variable étant ajusté de façon à réaliser la résonance La formule (14) dans laquelle ω, H, I, N_x, N_y, N_z sont connus permet alors le calcul de γ et de g.

La relation (14) montre que la fréquence de résonance d'un corps ferromagnétique dépend par l intermédiaire des coefficients de champ démagnétisant de la forme des dimensions géométriques de l échantillon ainsi que de la direction par rapport à l échantillon du champ statique appliqué Cette relation dont l expression a été calculée en choisissant par convention l axe Ox parallèle au champ haute fréquence h et l axe Oz parallèle au champ statique H prend une expression simple dans quelques cas particuliers C est ainsi que pour une sphère $N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3}$ d où $\omega = \gamma H$ (14a) Lorsque les expériences sont faites sur des échantillons métalliques à surface plane nous verrons plus loin que le champ haute fréquence h doit être parallèle à la surface dans le cas d un plan indéfini le champ statique H étant

parallèle au plan on a alors : $N_x = N_z = 0$, $N_y = 4\pi$ d'où $\omega = \gamma [B.H]^{1/2}$ (14b) avec $B = H+4\pi I$; lorsque le champ H est perpendiculaire au plan on a : $N_x = N_y = 0$ et $N_z = 4\pi$ d'où $\omega = \nu (H - 4\pi I)$. C'est en général sous la forme de sphères que sont étudiées les ferrites dont la résistivité est élevée. La pénétration du champ h.f. n'est alors pas limitée par l'effet de peau et l'aimantation h.f. est uniforme dans tout le volume de l'échantillon : le champ démagnétisant est alors défini par les coefficients N_x, N_y, N_z et la condition de résonance est bien donnée par (14a). Il n'en est pas de même en ce qui concerne les métaux, dont la résistivité est faible ($\rho \simeq 10^{-5}$ Ω. cm) et où la pénétration du champ h.f. étant limitée par l'effet de peau, l'aimantation h.f. n'est pas uniforme dans l'épaisseur de l'échantillon. A la fréquence de 35 600 Mc/s la profondeur de pénétration est de l'ordre de 10^{-5} cm ; il n'est donc pas possible d'étudier les échantillons métalliques sous forme d'ellipsoïdes ou de sphères car leurs dimensions géométriques étant très supérieures à la profondeur de pénétration du champ h.f. l'aimantation n'y serait point uniforme et les coefficients N_x, N_y, N_z ne pourraient être définis. C'est uniquement dans le cas d'un échantillon à surface plane et perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde h.f. qu'il est possible de définir rigoureusement les coefficients de champ démagnétisant relatifs à l'aimantation h.f. : les surfaces d'égale aimantation h.f sont alors des plans parallèles à la surface. Si l'on choisit cette surface comme plan x o z, le champ statique étant dirigé suivant Oz et le champ h.f. suivant Ox, la direction de propagation étant suivant Oy l'on a : $N_x = 0$, $N_y = 4\pi$. Si le plan était indéfini, on aurait $N_z = 0$. En fait le métal est étudié sous la forme d'un disque plan que l'on a coutume d'assimiler pour le calcul de N_z à un ellipsoïde aplati : l'épaisseur du disque étant e son diamètre d, l'on a très sensiblement $N_z = \pi^2 . \frac{e}{d}$ tant que $\frac{e}{d} < 0{,}05$ (37).

B Influence de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. -

L'influence des champs démagnétisants sur l'équation de résonance n'est qu'un cas particulier des modifications qu'apporte à la condition de résonance tout terme énergétique fonction de

l orientation de I. Kittel (27) a montré de façon simple comment l énergie d anisotropie magnétocristalline intervient dans l'équation de résonance d'un corps monocristallin.

L'énergie d'anisotropie d'une substance uniaxe, telle le Cobalt, s'écrit si θ est l'angle entre l'aimantation I et l'axe de facile aimantation $E_A = K_o + K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta$ L énergie d anisotropie des substances cubiques telles le Fer et le Nickel s écrit si α_1 α_2 α_3 sont les cosinus directeurs de l aimantation I par rapport aux arêtes du cube

$$E_A = K_o + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2$$

La méthode de calcul de Kittel consiste à définir un champ d anisotropie H^A dont l action sur l aimantation I est équivalente à celle de l énergie d anisotropie magnétocristalline Ce champ H^A étant porté dans l équation du moment cinétique détermine la condition de résonance du cristal au même titre que le champ extérieur et le champ démagnétisant de forme Les forces d anisotropie soumettent I à un couple $C_A = \frac{dE_A}{d\theta}$ Le champ H^A est donc tel que le couple auquel il soumet I soit égal à C_A : $|\vec{I} \wedge \vec{H^A}| = \frac{dE_A}{d\theta}$ Cette dernière équation ne permet le calcul de la grandeur H^A qu'une fois sa direction choisie ; celle-ci est a priori arbitraire. Si l'on suppose H^A situé dans le plan x o y on peut poser :

$$H_x^A = -N_x^A \cdot I_x \qquad H_y^A = -N_y^A \cdot I_y$$

et la condition de résonance devient :

$$\omega = \gamma \left[(H + (N_x + N_x^A - N_z) I) \cdot (H + (N_y + N_y^A - N_z) I) \right]^{1/2} \qquad (15)$$

Pour un cristal uniaxe taillé en forme de disque contenant l axe de symétrie on a, en ne tenant compte que des deux premiers termes de l'énergie d'anisotropie :

$$N_x^A = \frac{2K_1}{I^2} \cdot \cos 2\theta \qquad N_y^A = \frac{2K_1}{I^2} \cdot \cos^2\theta$$

θ étant l'angle de l'aimantation I et de l'axe de symétrie. La condition de résonance correspondante est (2) :

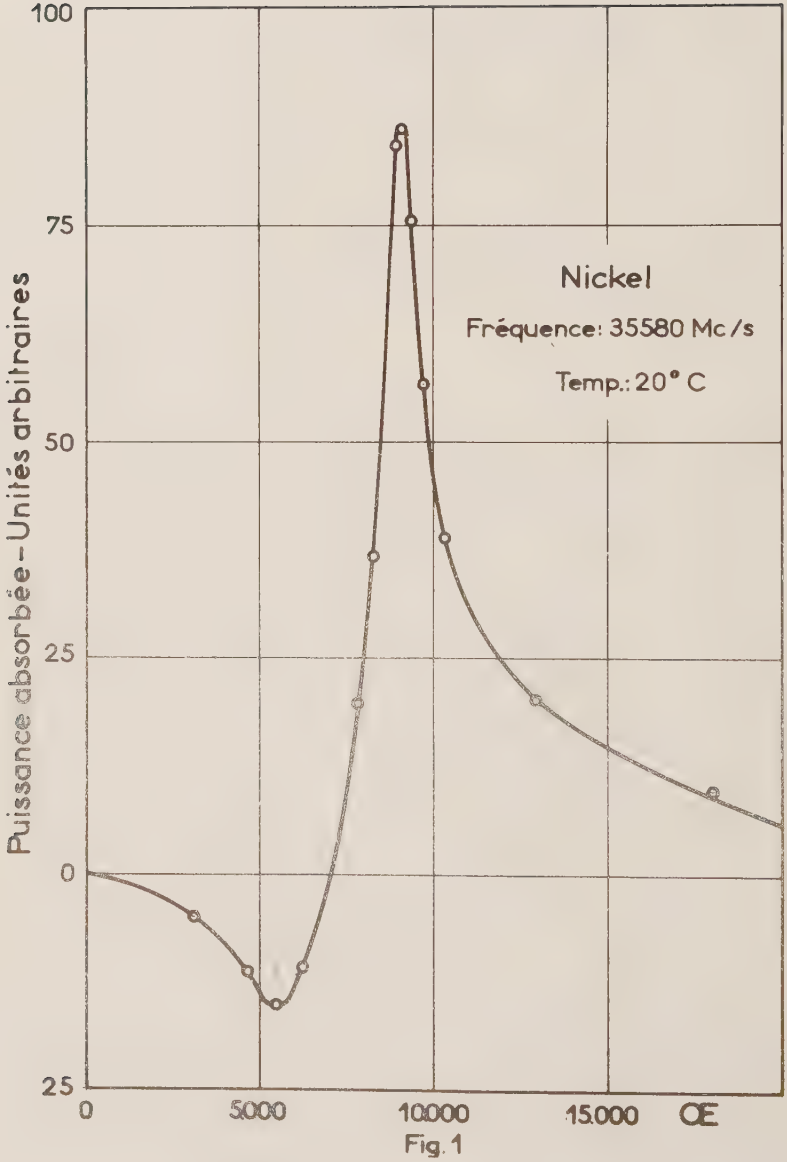
$$\omega = \gamma \left[\left(H + \frac{2K_1}{I} \cdot \cos 2\theta + (N_x - N_z) I\right)\left(H + \frac{2K_1}{I} \cos^2\theta + (N_y - N_z)I\right)\right]^{1/2}$$

Pour le Cobalt à la température ambiante on a $2K_1/I = 5600$ œ L équation précédente montre qu à la fréquence de 35 600 Mc/s le champ de résonance varie de 150 œ à 10 350 œ lorsque θ varie de 0 à $\pi/2$.

Dans un polycristal formé d'un ensemble de cristallites orientés au hasard chaque cristallite a un champ de résonance propre qui dépend de l'orientation de ses axes cristallographiques par rapport à la direction du champ appliqué Il en résulte que la courbe de résonance du polycristal est formée de la superposition de l ensemble des courbes de résonance propres aux différents cristallites qui le constituent Ceci soulève deux problèmes

1) Le champ correspondant au maximum d'absorption du polycristal est-il encore donné par la formule de Kittel qui a été calculée abstraction faite de l énergie d anisotropie ? Standley et Stevens (53) ont montré que le champ au maximum d absorption du polycristal est décalé par rapport à la valeur donnée par la formule de Kittel L importance du déplacement est fonction de $\frac{K_1}{I}$ Pour le Fer et le Nickel sous la forme d'échantillons sphériques et à la température ambiante Standley et Stevens ont trouvé respectivement -80 œ et 18 œ.

2) Quelle relation existe-t-il entre la largeur de raie individuelle d'un cristallite et la largeur de raie mesurée sur le polycristal ? Selon une estimation due à Bagguley (3) la largeur de raie du polycristal serait supérieure à celle du cristallite d'une quantité qui est de l'ordre de $\frac{K_1}{I}$


100
75
50
25
0
25
Puissance absorbée - Unités arbitraires
Nickel
Fréquence: 35580 Mc/s
Temp.: 20° C
0
5000
10000
15.000
OE
Fig. 1

C Minimum d absorption Condition d'antirésonance. La courbe représentant la puissance h.f. absorbée, portée en fonction du champ magnétique statique présente, dans certaines conditions en plus du maximum dû à la résonance un minimum Kittel (30) a montré que ce minimum de la puissance absorbée correspond à l'annulation de la perméabilité h.f. qui se produit lorsque $\chi = \frac{1}{4\pi}$. Remplaçant χ par son expression (12) on obtient une relation entre la pulsation du champ h.f. et le champ H_a au minimum :

$$\omega = \gamma \left[(H_a + 4\pi I + (N_x - N_z) I) (H_a + (N_y - N_z) I \right]^{1/2} \qquad (16)$$

C'est la condition d'antirésonance. Pour les formes géométriques usuelles on a

$\omega = \gamma (H_a + 4\pi I)$ pour le plan parallèle au champ statique

$\omega = \gamma \left[(H_a + 4\pi I) H \right]^{1/2}$ pour la sphère.

Dans le cas du disque plan parallèle au champ statique, qui est la disposition la plus couramment utilisée, la condition nécessaire pour l'apparition d'un minimum est : $H_a' > 0$ c.à.d. $\frac{\omega}{\gamma} > 4\pi I$. La figure 1 représente la variation de l absorption d un disque plan de Nickel en fonction du champ à la fréquence de 35 580 Mc/s. On distingue un minimum d'absorption au voisinage de 5400 œ et un maximum à 9000 œ

D Méthode générale de détermination de la condition de résonance des ferromagnétiques Suhl (54) Smit et Beljers (51) indépendemment, ont montré que l'énergie libre F d'origine magnétique étant exprimée en fonction des angles polaires θ et φ définissant l'orientation de I, la fréquence de résonance ω est donnée par l'équation

$$\omega = \gamma (I \sin \theta)^{-1} \left[\frac{\delta^2 F}{\delta \theta^2} \cdot \frac{\delta^2 F}{\delta \varphi^2} - \left(\frac{\delta^2 F}{\delta \theta \, \delta \varphi} \right)^2 \right]^{1/2} \qquad (17)$$

où F est tel que : $F = -\vec{I} \cdot \vec{H} + E_d + E_A + E_\lambda + E_W$.

Le premier terme $-\vec{I} \cdot \vec{H}$ est l'énergie magnétostatique de I dans le champ extérieur ; quand F se réduit à ce seul terme (17) conduit à l'équation de résonance $\omega = \gamma H$ Le second terme E_d est l'énergie du champ démagnétisant ; l'addition de ce terme au précédent mène à l'équation de Kittel (14). Le troisième terme E_A est l énergie d'anisotropie magnétocristalline ; son expression dépend de la structure cristalline de la substance considérée et son introduction dans (17) fournit les conditions de résonance d un cristal en fonction de ses orientations par rapport au champ Le quatrième terme E_λ est l'énergie de magnétostriction ; son importance peut être réduite en soumettant la substance étudiée à des traitements thermiques diminuant les tensions internes. Le dernier terme E_W est l'énergie d'échange . $E_W = -nI\vec{I} + k\vec{I}.\vec{\nabla}^2\vec{I}$.

L'expression $-n\vec{I} \cdot \vec{I}$ représente l'énergie due au champ moléculaire de Weiss , c'est en valeur absolue le terme de beaucoup le plus important et cependant il n'intervient pas dans l'équation de résonance car il est indépendant de l orientation de I Le terme $k\vec{I}\vec{\nabla}^2\vec{I}$ correspond à l'augmentation de l énergie d'échange due à l inhomogénéité de l aimantation à travers l épaisseur de peau L'importance de ce terme, en général négligeable à la température ambiante peut devenir appréciable aux très basses températures par suite de la réduction de l épaisseur de peau entraînée par l'augmentation de la conductibilité (29).

§3 **La relaxation A - Théorie de Bloembergen.** - La théorie de Kittel exposée au paragraphe précédent ne prend en considération que l action du champ magnétique effectif sur le mouvement de précession du moment magnétique et néglige les interactions mutuelles entre les porteurs de moment et le milieu Ces interactions aboutissent à un amortissement progressif du mouvement de précession Ce phénomène peut être représenté par l'addition dans les équations du mouvement d'un couple supplémentaire pour lequel ont été proposées deux expressions différentes , on obtient ainsi l un ou l autre type d équations suivantes :

1) équation de Landau - Lifshitz :

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \gamma \left[\vec{I} \wedge \vec{H} - \frac{\lambda}{I^2} \left[\vec{I} \wedge (\vec{I} \wedge \vec{H}) \right] \right]$$ où la constante λ est appelée la fréquence de relaxation. Le couple d'amortissement tend à appliquer $\vec{I}$ sur la direction de $\vec{H}$. La résolution de l'équation montre que I est une constante du mouvement.

2) équations de Bloch-Bloembergen :

$$\frac{dI_{x\,y}}{dt} = \gamma \left[\vec{I} \wedge \vec{H} \right]_{xy} - \frac{I_{x,y}}{T_2}$$

$$\frac{dI_z}{dt} = \gamma \left[\vec{I} \wedge \vec{H} \right]_z - \frac{I_z - I}{T_1}$$

où T_1 et T_2 sont des temps de relaxation correspondant au retour des différentes composantes de I a leur position d'équilibre. Dans cette représentation I n'est pas une constante du mouvement.

Damon (16) a montré expérimentalement qu'aux puissances élevées du champ h.f. au moins, I n'est effectivement pas une constante du mouvement

Les équations de Landau-Lifshitz et de Bloch-Bloembergen sont équivalentes lorsque $h \ll H$ et $I_x, I_y \ll I_z$. Ces conditions sont précisément celles des expériences habituelles faites à faible puissance h.f. Nous poursuivrons les calculs dans la représentation de Bloch-Bloembergen. T_1 et T_2 sont, à priori, des fonctions arbitraires de la fréquence et de la température liées par la relation

$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}$. T_1 est déterminé par les interactions entre le système de spins et le réseau, T_2^* est déterminé par les interactions à l'intérieur du système de spins lui-même : interactions magnétiques de types dipolaire ou quadrupolaire.

La résolution des équations de Bloch-Bloembergen en supposant $h \ll H$ et en négligeant les termes du deuxième ordre par rapport à h donne :

$$I_x = \frac{\gamma^2 I_z \cdot (H + (N_y - N_z) I_z)}{(i\omega + \frac{1}{T_2})^2 + \gamma^2 [H + (N_x - N_z) I_z] [H + (N_y - N_z) I_z]} \cdot h$$

$$I_y = \frac{\gamma I_z \cdot (i\omega + 1/T_2)}{(i\omega + \frac{1}{T_2})^2 + \gamma^2 [H + (N_x - N_z) I_z] [H + (N_y - N_z) I_z]} \cdot h$$

Pour les valeurs faibles de la puissance h.f. telles que $\gamma^2 . h^2 . T_1 . T_2 \ll 1$ on de plus :

$I_z \sim I$, I étant l'aimantation à saturation à la température considérée.

Dans les conditions expérimentales habituelles la pulsation ω du champ h.f. est fixe et le champ de résonance H est donné par $\omega = \omega_o$, ω_o étant une fonction du champ définie par

$$\omega_o^2 = \gamma^2 . (H + (N_x - N_z) I) (H + (N_y - N_z) I) + \frac{1}{T_2^2} \qquad (18)$$

Cette équation se distingue de celle de Kittel par l'existence au second membre du terme $\frac{1}{T_2^2}$. En fait les mesures de T_2 donnent des valeurs de l'ordre de 10^{-9} sec., dans le domaine des ondes centimétriques le terme $\frac{1}{T_2^2}$ est donc négligeable par rapport à ω^2 et l'équation de Kittel (14) demeure parfaitement valable en pratique.

La susceptibilité h f. $\chi = \frac{I_x}{h}$ devient une quantité complexe On définit alors une perméabilité complexe $\mu = \mu_1 - i\mu_2$, μ_1 étant appelé la dispersion, μ_2 l'absorption. Etant donné que $\mu - 1 = \mu_1 - 1 - i\mu_2 = 4\pi\chi$ on obtient :

$$\mu_1 = \frac{4\pi\gamma^2 I . (H + (N_y - N_z) I) (\omega_o^2 - \omega^2)}{(-\omega^2 + \omega_o^2)^2 + 4\omega^2 / T_2^2} + 1 \qquad (19)$$

$$\mu_2 = \frac{4\pi\gamma^2 I_o (H + (N_y - N_z) I)\ 2\omega/T_2}{(-\omega^2 + \omega_o^2)^2 + 4\omega^2/T_2^2} \qquad (20)$$

Lorsque T_2 croit indéfiniment la dispersion μ_1 tend vers la perméabilité h f donnée par la théorie de Kittel et l'absorption tend vers 0

B Puissance absorbée. Dans la théorie de Bloch-Bloembergen (12), la puissance h f P_a absorbée par unité de surface de l'échantillon s'écrit :

$$P_a = \frac{c}{8\pi} \cdot \left[\frac{\omega}{8\pi\sigma}\right]^{1/2} \cdot \mu_R^{1/2} \cdot h^2 \qquad (21)$$

où σ est la conductibilité électrique et en posant :

$$\mu_R = (\mu_1^2 + \mu_2^2)^{1/2} + \mu_2. \qquad (22)$$

μ_R est la perméabilité effective En l absence de champ magnétique statique μ_R est égal à 1 et la puissance absorbée par l'échantillon est : $P_o = \frac{c}{8\pi} \left[\frac{\omega}{8\pi\sigma}\right]^{1/2} h^2$. L'application d'un champ magnétique statique entraine une variation ΔP_a de puissance absorbée :

$$\Delta P_a = (\mu_R^{1/2} - 1) \cdot P_o .$$

Les formules (19) (20) montrent que ΔP_a est par l intermédiaire de μ_R une fonction du champ statique H et est maximum à la résonance C est la variation de ΔP_a qui est en général relevée pour la détermination expérimentale du champ de résonance

Le calcul montre en outre que l'application du champ magnétique est accompagnée d une variation de la fréquence propre de résonance de la cavité contenant l échantillon étudié Cette variation de fréquence est proportionnelle à :

$$\mu_L = (\mu_1^2 + \mu_2^2)^{1/2} - \mu_2. \qquad (23)$$

Elle est nulle à la résonance :

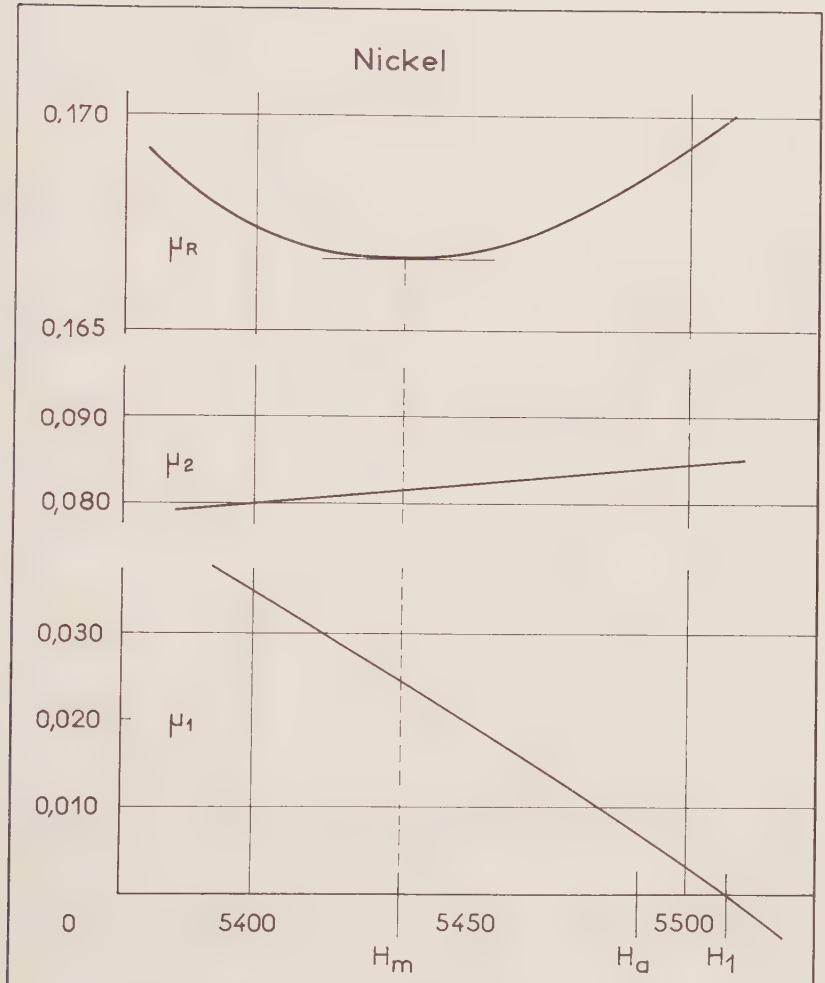
C - Calcul à partir de l'équation de Bloch-Bloembergen de la valeur du champ au minimum d'absorption. Nous avons vu que l'introduction des temps de relaxation modifie, mais de façon inappréciable expérimentalement, la condition de résonance. Nous allons, dans ce qui suit, chercher à déterminer quelle est l'influence de la relaxation sur la position du minimum d'absorption. Dans la théorie simple de Kittel qui, comme nous l'avons vu, correspond à des temps de relaxation infinis, il y a un minimum de la puissance absorbée lorsque le champ statique a la valeur H_a satisfaisant à la relation :

$$\omega = \gamma (H_a + 4\pi I + (N_x - N_z) I) (H_a + (N_y - N_z) I)^{1/2}$$

qui pour un plan parallèle à H se réduit à : $\omega = \gamma (H_a + 4\pi I.)$ Nous n'examinerons dans la suite que le cas du disque plan parallèle au champ qui correspond aux conditions expérimentales usuelles.

Lorsque l'on tient compte de la relaxation, il résulte de la relation (21) que le minimum de la puissance absorbée est lié au minimum de la perméabilité effective μ_R · celui-ci se produit pour la valeur H_m du champ telle que $\frac{d\mu_R}{dH} = 0$.

Nous avons représenté sur la figure 2 dans le cas du Nickel, les variations de μ_1, μ_2, μ_R en fonction du champ statique et au voisinage de H_a. Ces courbes ont été calculées à partir des équations (19) (20) et (22) en prenant g = 2,19, $4\pi I = 6160$, f = 35 600 Mc/s et $\frac{1}{T_2} = 5.10^9$ sec^{-1}. Le champ d'antirésonance tel qu'il est donné par l'équation de Kittel : $H_a = \frac{\omega}{\gamma} - 4\pi I$ est égal pour le Nickel, à la fréquence de 35 600 Mc/s, à 5489 oe. On constate sur la figure 2 que le champ H_m au minimum de μ_R, est inférieur de 55 oe au champ H_a donné par l'équation de Kittel. L'influence de la relaxation sur la position du minimum d'absorption est donc notable : nous allons en tenir compte pour calculer une expression plus exacte de la condition d'antirésonance. Au



μ_1, μ_2, μ_R calculés en fonction de H au voisinage de l'antirésonance (f: 35600 Mc/s)

Fig: 2

minimum d'absorption le champ H_m étant tel que $\frac{d\mu R}{dH} = 0$ l on a d'après (22)

$$\frac{\mu_1(H_m)\,\mu_1'(H_m) + \mu_2(H_m)\,\mu_2'(H_m)}{[\mu_1^2(H_m) + \mu_2^2(H_m)]^{1/2}} + \mu_2'(H_m) = 0$$

Nous pouvons encore écrire cette équation :

$$\mu_1(H_m)\,\mu_1'(H_m) + \mu_2(H_m)\,\mu_2'(H_m) + \mu_2'(H_m)\,[\mu_1^2(H_m) + \mu_2^2(H_m)]^{1/2} = 0 \qquad (24)$$

Nous supposons à priori que l'écart entre H_m et H_a est petit ; dans ces conditions nous écrivons :

$$\mu_1(H_m) \simeq \mu_1(H_a) \qquad \mu_2(H_m) \simeq \mu_2(H_a)$$

$$\mu_2'(H_m) \simeq \mu_2'(H_a)$$

Pour la valeur H_a du champ le calcul donne :

$$\mu_1(H_a) = \frac{1}{(2\pi\gamma T_2 I)^2 + 1}, \qquad \mu_2(H_a) = \frac{2\pi\gamma T_2 I}{(2\pi\gamma T_2 I)^2 + 1}$$

D'après les mesures faites à 24 000 Mc/s par Bloembergen (11) on a pour le Nickel $2\pi\gamma T_2 I = 12$ et pour le Supermalloy $2\pi\gamma T_2 I \simeq 40$. Nous écrirons donc :

$$\mu_1(H_a) \simeq \frac{1}{(2\pi\gamma T_2 I)^2} \qquad \mu_2(H_a) \simeq \frac{1}{2\pi\gamma T_2 I} \qquad (25)$$

Avec la même approximation, le calcul donne :

$$\mu_1'(H_a) \simeq -\frac{1}{2\pi I}; \quad \mu_2'(H_a) \simeq \frac{1}{8\pi^2 \gamma T_2 I^2} \left(3 + \frac{H_a}{B_a}\right) \qquad (26)$$

Enfin soit H_1 la valeur du champ annullant μ_1 : elle se calcule facilement à partir de (19). On obtient :

$$H_1 = H_a + \frac{1}{2\pi\gamma^2 T_2^2 I} \qquad (27)$$

Nous pouvons écrire :

$$\mu_1(H_m) \simeq \mu_1'(H_1) \cdot \Delta H \qquad \text{avec } \Delta H = H_m - H_1$$

Dans ces conditions l'équation (24) s'écrit :

$$\mu_1'(H_1) \cdot \mu_1'(H_m) \cdot \Delta H + \mu_2(H_m)\, \mu_2'(H_m) + \mu_2'(H_m) \left[\mu_1'^2(H_1)\ \Delta H^2 + \mu_2^2(H_m)\right]^{1/2} = 0$$

Après avoir remplacé les fonctions μ_1', μ_2, μ_2' prises en H_m par leur valeur en H_a nous pouvons écrire :

$$\mu_1'^2 \cdot \Delta H + \mu_2 \cdot \mu_2' + \mu_2 \cdot \mu_2' \cdot \left[1 + \frac{\mu_1'^2 \cdot \Delta H^2}{\mu_2^2}\right]^{1/2} = 0 \qquad (28)$$

Or d'après (25) et (26) $\frac{\mu_1'}{\mu_2} \cdot \Delta H = \gamma T_2\, \Delta H$. Pour le Nickel on a $\frac{\mu_1'^2}{\mu_2^2} \Delta H^2 \simeq \frac{1}{9}$. Nous pouvons donc développer le radical et écrire (28) sous la forme :

$$\frac{1}{2} \frac{\mu_1'^2}{\mu_2} \cdot \Delta H^2 + \mu_1'^2\ \Delta H + 2\mu_2 \mu_2' = 0$$

La résolution de cette équation donne :

$$\Delta H = - \frac{\mu_2}{\mu_2} \left[1 \pm \left[1 - \frac{4\mu_2^2}{\mu_1^2} \right]^{1/2} \right]$$

Nous avons supposé ΔH petit ; seule la racine correspondant au signe - du radical est donc acceptable. D'après (26)

$\frac{\mu_2}{\mu_1} = \frac{1}{4\pi\gamma T_2 I} (3 + \frac{H_a}{B_a})$ soit pour le Nickel : 0,17. On peut donc finalement écrire :

$$\Delta H = H_m - H_1 = - \frac{2\mu_2\mu_2}{\mu_1^2}$$

soit d'après (25) et (26)

$$H_m - H_1 = \frac{- 1}{2\pi\gamma^2 T_2^2 I} (3 + \frac{H_a}{B_a})$$

D'après (27) cette dernière relation peut encore s'écrire en y portant le champ H_a :

$$H_m = H_a - \frac{1}{2\pi\gamma^2 T_2^2 I} (2 + \frac{H_a}{B_a})$$

ou sous forme plus condensée :

$$(H_m + 4\pi I) = \frac{\omega}{\gamma} \cdot (1 - \frac{3}{2\pi\gamma T_2^2 I \omega} \cdot (1 - \frac{4\pi\gamma I}{3\omega})) \quad (29)$$

Ceci est la condition d'antirésonance compte tenu de la relaxation et dans la limite des simplifications faites . celles-ci correspondent à l'hypothèse $2\pi\gamma T_2 I \gg 1$, ce qui est bien le cas ainsi que nous l'avons vu, pour le Nickel et le Supermalloy par exemple.

Pour le Nickel à 35.600 Mc/s, la valeur du champ H_m déterminée à partir de cette formule est H_m = 5434 œ alors que la condition d antirésonance classique donne H_a = 5489 œ La valeur de H_m ainsi déterminée est en très bon accord avec la détermination graphique du minimum μ_R sur la courbe de la figure 2 qui a été calculée à partir des relations (19) (20) et (22) De même pour le Supermalloy nous avons vérifié que l'accord est excellent

3) . Largeur de raie. - L expression de la perméabilité h f telle qu elle résulte des équations de Kittel devient infinie à la résonance elle ne permet donc pas d interpréter la hauteur finie et la largeur non nulle des raies de résonance observées Nous allons montrer dans ce paragraphe que l introduction de la relaxation en rendant finie la perméabilité maximum permet de définir une largeur de raie.

Nous commençons par calculer l expression de la largeur de raie dans le cas relativement simple où le champ démagnétisant est négligeable devant le champ extérieur appliqué Les expressions de la dispersion μ_1 et de l absorption μ_2 se simplifient alors :

$$\mu_1 = \frac{4\pi\gamma^2 I \quad H(\omega_o^2 - \omega^2)}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2/T_2^2} + 1, \quad \mu_2 = \frac{4\pi\gamma^2 I H \quad 2\omega/T_2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2/T_2}$$

ω_o est une fonction de H définie par (13). A la résonance $\omega_o^2 - \omega^2 = 0$ et on a

$$\mu_1 = 1 \qquad \mu_2 = (\mu_2)_{max} = \frac{4\pi\gamma^2 I H_r}{2\omega/T_2}$$

H_r étant le champ à la résonance

On obtient un autre ensemble de valeurs remarquables de μ_1 et μ_2 lorsqu'est satisfaite la condition :

$$|\omega_o^2 - \omega^2| = \frac{2\omega}{T_2} \qquad (30)$$

Celle-ci est vérifiée pour un champ H tel que l'écart $\Delta H = |H - H_r|$ est égal à $\frac{1}{\gamma T_2}$. Dans ce cas

1) la dispersion μ_1 est maximum : $\mu_1 = \frac{1}{2} \frac{4\pi\gamma^2 I . H_r}{2\omega / T_2} + 1$

$$\# \frac{1}{2} \frac{4\pi\gamma^2 I . H_r}{2\omega / T_2}$$

2) l'absorption μ_2 est moitié de sa valeur maximum : $\mu_2 = \frac{4\pi\gamma^2 I . H_r}{2\omega / T_2}$

On voit ainsi que la largeur à mi-hauteur de la courbe de l'absorption μ_2 en fonction du champ est égale à $\frac{1}{\gamma T_2}$.

3) la dispersion μ_1 est sensiblement égale à l'absorption μ_2.

Dans ce qui suit, nous allons étudier l'influence des coefficients de champ démagnétisant sur la forme des courbes de résonance et notamment leur largeur : nous obtiendrons une nouvelle relation entre cette largeur et la relaxation qui permet le calcul de T_2 à partir des courbes expérimentales.

Nous allons d'abord calculer la largeur à mi-hauteur de la courbe de l'absorption μ_2 en fonction du champ H. Rappelons que d'après (20) on a : $\mu_2 = 4\pi\gamma^2 . I . \frac{(H + (N_y - N_z) I) . 2\omega / T_2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 / T_2^2}$

la résonance :

$$H = H_r, \quad \omega = \omega_o \quad \text{et} \quad \mu_2 = (\mu_2)_{max} = 4\pi\gamma^2 I . \frac{(H_r + (N_y - N_z) I)}{2\omega / T_2} \qquad (31)$$

A mi-hauteur $H = H_r \pm \Delta H_{\pm}$. Par similitude avec (30) nous posons :

$$\omega_o^2 - \omega^2 = \frac{2n\omega}{T_2} \qquad (32)$$

n étant voisin de 1, d'où :

$$(\mu_2)_{\Delta H_{\pm}} = 4\pi\gamma^2 I.\,(H_r \pm \Delta H_{\pm} + (N_y - N_z)I)\,\frac{1}{(n^2+1)\,2\omega/T_2} \qquad (33)$$

Etant donné que $\dfrac{(\mu_2)_{\Delta H_{\pm}}}{(\mu_2)_{max}} = \dfrac{1}{2}$ on tire facilement :

$$n^+ = 1 + \frac{\Delta H^+}{H_r + (N_y - N_z)I}$$

$$n^- = 1 - \frac{\Delta H^-}{H_r + (N_y - N_z)I}$$

Pour obtenir les valeurs de $\Delta H_{\pm}$ il suffit de résoudre l'équation (33) où n aura été remplacé par les valeurs précédentes. Un calcul facile mais long conduit à :

$$\Delta H_+ = \frac{B}{A}\left(1 + \frac{B}{A}\right) \qquad (34)$$

$$\Delta H_- = \frac{B}{A}\left(1 - \frac{B}{A}\right)$$

où on pose :

$$A = 2H_r + (N_x + N_y - 2N_z)\,I$$

$$B = \frac{2}{\gamma T_2}.\,(H_r + (N_x - N_z)I)^{1/2}.(H_r + (N_y - N_z)I)^{1/2}$$

Les expressions (34) de $H_{\pm}$ montrent que la courbe représentative de μ_2 est dissymétrique autour de H_r. La largeur de la courbe d'absorption μ_2 à mi hauteur est :

$$\Delta H = \Delta H_{+} + \Delta H_{-} = \frac{2B}{A} \quad \text{soit}$$

$$\Delta H = \frac{4}{\gamma T_2} \cdot \frac{(H_r + (N_x - N_z)I)^{1/2} \quad (H_r + (N_y - N_z)I)^{1/2}}{(2H_r + (N_x + N_y - 2N_z)I)} \qquad (35)$$

Cette expression peut encore s'écrire plus simplement :

$$\Delta H = \frac{4}{\gamma T_2} \cdot \frac{\omega/\gamma}{2H_r + (N_x + N_y - 2N_z)I} \qquad (36)$$

De l'examen de cette expression il ressort que :

1) la largeur de raie dépend de la forme géométrique des échantillons étudiés ainsi que de leur orientation par rapport au champ magnétique.

2) la largeur de raie est fonction à la fois de la fréquence d'étude et du champ de résonance.

C'est ainsi que pour un plan indéfini, parallèle au champ statique on a : $N_x = N_z = 0 \quad N_y = 4\pi$

d'où $$\Delta H_{//} = \frac{4}{\gamma T_2} \cdot \frac{\omega/\gamma}{2H_r + 4\pi I}$$

Par contre quand le champ statique est perpendiculaire au plan on a :

$$N_x = N_y = 0 \qquad N_z = 4\pi$$

d'où $$\Delta H_{\perp} = \frac{2}{\gamma T_2}$$

Dans le cas d'un échantillon sphérique on a :

$$N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3}$$

d'où $$\Delta H = \frac{2}{\gamma T_2}$$

Le calcul précédent peut être généralisé au cas d'un monocristal en introduisant dans l'expression du champ effectif les termes tenant compte de l'anisotropie magnétocristalline :

$$H_{eff}^2 = (H + (N_x - N_z)I + f(\theta))\,(H + (N_y - N_z)I + g(\theta))$$ où $f(\theta)$ et $g(\theta)$

sont des fonctions de l'angle θ entre un axe cristallographique donné et l'aimantation. On trouve, en faisant un calcul similaire à celui qui a permis d'obtenir la formule (36) que la largeur de la raie d'absorption est une fonction de θ

La valeur de la dispersion μ_1 dans les champs $H_r \pm \Delta H_{\pm}$ s'obtient par un calcul semblable à celui qui a permis d'obtenir la valeur de μ_2. On trouve ainsi :

$$\mu_1 = \pm 4\pi\gamma^2 I_0 \frac{(H_r + (N_y - N_z)I}{4\omega/T_2} + 1 \simeq \pm 4\pi\gamma^2 I_0 \frac{(H_r + (N_y - N_z)I}{4\omega/T_2}$$

La comparaison de cette expression avec (31) montre que pour l'écart $\pm\Delta H_{\pm}$ par rapport au champ de résonance la dispersion est pratiquement égale à l'absorption en valeur absolue et que leur valeur commune est moitié de la valeur maximum de μ_2 à la résonance. Ce résultat est identique à celui que nous avions obtenu dans le cas d'un champ démagnétisant négligeable.

En résonance ferromagnétique des métaux, par suite de l'effet de peau μ_1 et μ_2 ne sont pas directement accessibles à l'expérience, seules le sont les grandeurs μ_R et μ_L définies par (22) et (23). A la résonance :

$$(\mu_R) \simeq 2(\mu_2)_{max}$$

et pour $H_r \pm \Delta H_{\pm}$ $\quad \mu_R = 1{,}2\,(\mu_2)_{max} = 0{,}6\,(\mu_R)_{max}$

Si l'installation de mesure permet le relevé de la courbe $\mu_R = f(H)$, sachant qu'à 60 % de la hauteur maximum la largeur de la courbe est donnée par (36), on en déduit facilement la valeur de T_2. Dans la dernière partie de ce paragraphe nous allons vérifier par l'examen de quelques résultats expérimentaux que les considérations théoriques précédentes sont bien corroborées par l'expérience.

Hoskins et Werner [24] ont étudié la résonance d'alliages polycristallins Fe Ni à 3 longueurs d'onde (3 cm, 1,20 cm, 0,6 cm) le champ statique étant parallèle au plan du disque. A $\lambda = 1,20$ cm ces auteurs ont effectué une série de mesures supplémentaires le champ statique étant perpendiculaire au plan du disque. Des calculs précédents il résulte :

$$\frac{\Delta H_{\parallel}}{\Delta H_{\perp}} = \frac{(1 + 4\pi I/H)^{1/2}}{(1 + 2\pi I/H)}$$

H étant la valeur à la résonance du champ magnétique parallèle au disque. En appliquant cette formule, par exemple à l'alliage à 40 % Ni et pour $\lambda = 1,20$ cm on trouve : $\frac{\Delta H_{\parallel}}{\Delta H_{\perp}} = 0,7$ alors que l'expérience donne $\frac{\Delta H_{\parallel}}{\Delta H_{\perp}} = 0,6$. Pour ce même alliage nous avons rassemblé dans le tableau ci-dessous les valeurs calculées et les valeurs expérimentales du rapport des largeurs de raie ΔH mesurées à deux longueurs d'onde :

Tableau 1

	Valeurs calculées	Valeurs expérimentales
$\frac{\Delta H_{3\ cm}}{\Delta H_{1,2\ cm}}$	0,6	0,7
$\frac{\Delta H_{3\ cm}}{\Delta H_{0,6\ cm}}$	0,5	0,4
$\frac{\Delta H_{1,2\ cm}}{\Delta H_{0,6\ cm}}$	0,8	0,5

L'accord entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales n'est pas parfait mais le sens des variations et leur ordre de grandeur est correcte. Compte tenu de l'imprécision des mesures de largeur de raie et des causes parasites d'élargissement (anisotropie magnétocristalline, tensions internes) il apparaît donc que la formule (36) donne une explication satisfaisante des phénomènes observés. Les résultats de calcul précédents que nous avons présentés au Colloque Ampère en avril 1957 sont en accord avec ceux de H.D. Berk publiés dans le Journal of Applied Physics de février 1957 et dont nous n'avions pas connaissance à l'époque.

E Divers facteurs influençant la largeur de raie. - Le calcul effectué précédemment pour l'évaluation de la largeur de raie correspond à un cas idéal. En effet, outre les causes d'élargissement liées à un mécanisme d'amortissement du mouvement de précession et contenues dans le terme de relaxation T_2, il existe un certain nombre de causes d'élargissement dues aux conditions expérimentales et que nous allons examiner d'abord.

1) Non uniformité du champ magnétique statique dans la substance. Celle-ci peut être due aussi bien à la non uniformité du champ extérieur que de champs démagnétisants locaux liés aux défauts de forme de l'échantillon ou à la présence d'impuretés, d'inclusions non magnétiques ou de cavités. Il en résulte que diverses parties de la substance ainsi soumises à des champs effectifs légèrement différents résonnent dans des champs extérieurs voisins ce qui entraîne un élargissement de la courbe de résonance.

2) Anisotropie magnétocristalline. Dans un polycristal l'orientation désordonnée des cristallites entraîne une dispersion de leurs champs de résonance. Il en résulte un élargissement qui est de l'ordre de $\frac{K_1}{I}$ ([3]).

3) Tensions internes. Les tensions internes réparties au hasard produisent un effet semblable à celui de l'anisotropie magnétocristalline. L'élargissement de la raie qui en résulte est de l'ordre de $\frac{\lambda\sigma}{I}$ où λ est la magnétostriction et σ la valeur moyenne des tensions internes. L'effet des tensions peut être notable-

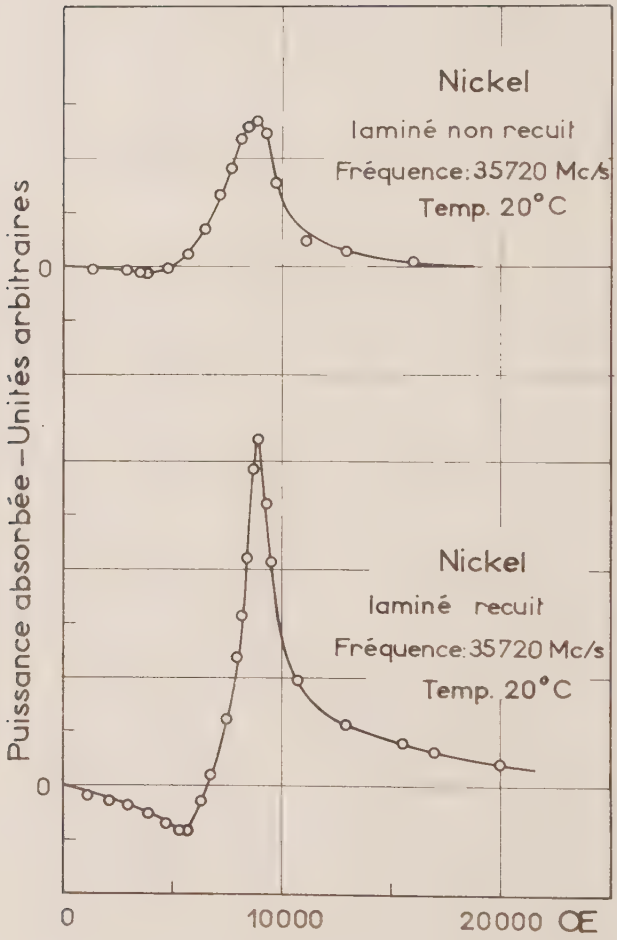

Nickel
laminé non recuit
Fréquence: 35720 Mc/s
Temp. 20°C
Nickel
laminé recuit
Fréquence: 35720 Mc/s
Temp. 20°C
Puissance absorbée – Unités arbitraires
0
0
0
10000
20000 OE

Fig. 3

ment réduit par des traitements thermiques appropriés Ceci est nettement mis en évidence sur la figure 3 où sont reproduites les courbes de résonance d'un même échantillon de Nickel d'abord après laminage, puis après recuit.

Des trois effets cités, celui dû à l'anisotropie magnéto-cristalline est le plus important pour le Fer à la température ambiante la largeur de raie est de l ordre de 900 œ et $\frac{K_1}{I}$ égal à 250 œ , pour le Nickel la largeur de raie est d'environ 650 œ alors que K_1 est égal à 70 œ Ainsi donc l anisotropie magnéto cristalline I_n explique qu une fraction des largeurs observées dont une partie importante doit donc etre attribuée aux effets de la relaxation C est cette partie de la largeur de raie qui est liée à la relaxation par la formule (36).

Les phénomènes d amortissement traduits par T_2 englobent deux types différents derelaxations . la relaxation spin réseau à laquelle correspond un temps T_1 et la relaxation spin spin à la quelle est lié le temps T_2'. T_2 est défini par $\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2'}$.

Examinons les différents mécanismes derelaxation imaginés pour interpréter les valeurs de T_2 de l ordre de 10^{-9} sec qui sont déduites de l'expérience.

Interactions spin-réseau. Un mécanisme proposé par Akhieser ([1]) a été critiqué par Polder ([40]). L'ordre de grandeur de la relaxation et sa variation thermique ne sont pas compatibles avec l'expérience.

Interactions spins-spins En tenant compte des interactions dipolaires magnétiques on obtient des largeurs de raie de quelques milliers d oersteds Dans le cas des ferromagnétiques les fortes interactions d échange se superposent aux interactions dipolaires diminuant dans une proportion appréciable leurs effets les largeurs de raies ainsi calculées sont alors de l'ordre de quelques oersteds et donc incompatibles avec les résultats expérimentaux

Kittel et Abrahams ([31]) introduisant des interactions de type pseudodipolaire calculent des temps de relaxation T_2' d'un ordre de grandeur satisfaisant et dont la variation thermique est

en accord avec l'expérience. T_2^* est donné par : $\frac{1}{T_2^*} = \frac{C^2}{h.J.S}$ où C est la constante de couplage pseudodipolaire J l'énergie d'échange S le nombre quantique de spin. Dans cette théorie la relaxation spin spin est le facteur déterminant de la largeur de raie aux températures inférieures au point de Curie ($\frac{T}{\theta} < 0,5$).

Mentionnons enfin deux mécanismes de relaxation qui ont été proposés mais dont l'importance est moindre

a) relaxation due aux interactions dipolaires spins-électrons de conduction ([10]). Son effet apparaît négligeable à toutes températures.

b) relaxation due à l'effet de peau ([29]). Cette cause d'élargissement est minime à la température ambiante (5 œ pour le Fer) mais devient cependant importante aux très basses températures (500 œ pour le Fer à la température de l'hélium liquide)

I. Facteurs g' et g.

A. Facteurs g' et g des métaux purs. Polder ([39]) et Van Vleck ([57]) furent les premiers à établir la distinction entre le facteur g déduit des expériences de résonance et le facteur g' déterminé à partir d'effets magnétomécaniques

Kittel ([28]) puis Van Vleck ([58]) calculèrent par des méthodes différentes les équations définissant g' et g en fonction de l'importance relative des moments d'orbite μ_L et de spin μ_S. Nous allons exposer ici le calcul simple de Kittel. Le facteur magnétomécanique g déterminé par une expérience gyromagnétique est défini par la relation (1) :

$$g \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta M}{\Delta P}$$

où ΔM et ΔP sont les variations macroscopiques associées et observées des moments magnétique et cinétique. Dans une expérience gyromagnétique comme l'expérience d'Einstein de Haas la variation de moment cinétique total doit être nulle : en effet aucun couple extérieur n'agit sur la substance. On a donc :

$$\Delta P_{tot} = \Delta P_{res} + \Delta P_L + \Delta P_S = 0$$

La variation observée de moment cinétique est celle du réseau : ΔP_{res}. La variation du moment magnétique est égale à :

$$\Delta M = \Delta M_{res} + \Delta M_L + \Delta M_S .$$

Dans cette expression ΔM_{res} est négligeable car la vitesse angulaire de la substance considérée, donc du réseau, est très petite par rapport à la vitesse angulaire des électrons. Dans ces conditions l'équation (1) définissant g' s'écrit :

$$g' \cdot \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta(M_L + M_S)}{\Delta(P_L + P_S)} .$$

Les grandeurs macroscopiques M_S, P_S et M_L sont évidemment liées aux grandeurs atomiques correspondantes par les relations :

$$\frac{M_S}{P_S} = \frac{\mu_S}{P_S} = \frac{e}{mc} \quad \text{et} \quad \frac{M_L}{P_L} = \frac{\mu_L}{P_L} = \frac{e}{2mc} \qquad (37)$$

En posant en plus : $\frac{M_L}{M_S} = \frac{\mu_L}{\mu_S} = 2\varepsilon$ nous pouvons finalement écrire :

$$g' = \frac{2 + \varepsilon}{1 + \varepsilon} \qquad (2)$$

Le facteur de décomposition spectographique g est défini par l'équation :

$$g \cdot \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta \mu}{\Delta p}$$

où $\Delta\mu$ et Δp sont les variations de moments magnétique et cinétique associés à l'absorption d'un photon. Quand on considère l'interaction spin-orbite comme une perturbation petite par rapport au champ cristallin et aux forces d'échange, le calcul des fonctions d'ondes limité aux termes du premier ordre donne :

$$\Delta p = \frac{h}{2\pi} \quad ; \quad \Delta p_S = \frac{h}{2\pi} \quad ; \quad \Delta p_L = \varepsilon \frac{h}{2\pi}$$

où $\varepsilon = 2\frac{\mu_L}{\mu_S}$:

Or, $\Delta p = \Delta p_{res} + \Delta p_L + \Delta p_S$.

on en conclut : $\Delta p_L + \Delta p_{res} = 0$.

En négligeant comme précédemment μ_{res}, l'équation de définition de g s'écrit :

$$g \cdot \frac{e}{2mc} = \frac{\Delta(\mu_S + \mu_L)}{\Delta p_S}$$

soit en vertu de (37) $g = 2 + \varepsilon$ (4)

Il est aisé de vérifier que la définition de g ainsi posée rend équivalentes la condition (3) de transition entre niveaux Zeeman et l'équation (7) du mouvement du moment cinétique

Lorsque ε est très petit devant l'unité on a entre g et g' la relation approchée

$$g - 2 \simeq 2 - g'$$

Néanmoins lorsque ε devient appréciable (cas de Ni . $\varepsilon \simeq 0{,}20$) il convient d'utiliser la relation plus rigoureuse qui lie g' et g et qui est donnée, ainsi que nous l'avons montré par l'expression suivante :

$$(g-1)(g'-1) = 1. \qquad (38)$$

Cette formule s'obtient facilement en éliminant ε des équations (2) et (4). Il ne faut cependant pas perdre de vue que les relations (2) et (4) ont été calculées en supposant ε petit devant 1 et qu'en conséquence la relation $(g-1)(g'-1) = 1$ n'est elle-même valables que tant que g et g' sont voisins de 2. Brooks [15] et surtout Fletcher [18] à partir de la théorie des électrons itinérants

ont réussi à préciser les définitions des facteurs g' et g en reprenant les deux points de base de la théorie donnée par Bloch et Gentille ([9]) dans leur interprétation de l'anisotropie magnétocristalline :

a) les moments orbitaux des électrons 3d ne peuvent s'orienter librement dans un champ extérieur ; ils sont bloqués par l'effet du champ électrique cristallin dans des positions liées aux axes du réseau.

b) le moment de spin des électrons 3d est couplé au moment orbital par l'interaction spin-orbite D'après Fletcher ([18]) : «Si le spin était absolument libre et le moment d'orbite parfaitement bloqué les facteur g' et g seraient égaux à 2 En fait le moment de spin tendant à s'aligner dans la direction du champ extérieur, par suite de ce couplage d'une part entraînera une proportion plus ou moins importante du moment orbital dans la direction du champ appliqué, d'autre part sera moins libre de s'orienter lui-même. Il en résulte que g' est légèrement inférieur et g légèrement supérieur à 2». Les expressions de g' et g résultant des calculs de Fletcher sont les suivantes :

$$g' = \frac{0{,}54 + \frac{2}{3} \cdot A \sum \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}\right)}{0{,}27 + \frac{2}{3} \cdot A \sum \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}\right)} \quad \ldots$$

$$g = 2 + \frac{1}{0{,}54} \cdot \frac{4}{3} \cdot A \sum \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}\right) \quad (39)$$

ε_1, ε_2 sont des différences d'énergie entre niveaux électroniques confondus dans l'atome isolé mais séparés dans le solide par l'effet du champ cristallin , A est le coefficient de couplage spin-orbite défini à partir de l énergie d'interaction spin orbite $E_{s\,o} = A\,S\,L$; S et L étant les moments angulaires de spin et d'orbite.

Rappelons que l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est aussi liée au couplage spin-orbite ; en effet d'après Brooks et Fletcher on a pour un ferromagnétique cubique : $K_1 \sim A^4$

Pour une couche électronique moins qu'à moitié remplie $A < O$, dans le cas contraire $A > O$ Des formules (39) il résulte alors que pour les éléments de transition de la famille du Fer

avec moins de 5 électrons dans la couche 3d on doit avoir : $g < 2$ et $g' > 2$ alors que lorsqu'il y a plus de 5 électrons dans la couche 3d $g > 2$ et $g' < 2$.

Les équations (39) s'obtiennent quand on considère l'interaction spin-orbite comme une perturbation petite par rapport au champ cristallin et aux forces d'échange et qu'on se limite à une approximation du 1er ordre en A.

Il est facile de vérifier que les formules (39) conduisent à la relation $(g-1)(g'-1) = 1$; d'autre part l'évaluation numérique faite par Fletcher à partir de ces équations donne dans le cas du Nickel : $g = 2{,}18$ $g' = 1{,}85$ valeurs en excellent accord avec les résultats expérimentaux (Chap. III, § IB).

Cependant l'approximation du 2ème ordre en A établie par Fletcher modifie les expressions (39) par addition à g' et g d'un terme fonction de A^2. Les facteurs g' et g n'obéissent plus alors à la relation $(g-1)(g'-1) = 1$ et l'évaluation numérique donne pour le Nickel les valeurs : $g = 2{,}14$, $g' = 1{,}84$ dont la première au moins, n'est plus en accord avec l'expérience.

L'approximation du 2ème ordre donne donc des résultats en accord moins bon avec l'expérience que l'approximation du 1er ordre Néanmoins les calculs Brooks-Fletcher ont le mérite de conduire à une formulation théorique de g' et g et de mettre en évidence les facteurs qui en déterminent la grandeur.

Kittel et Mitchell ([32]) ont fait remarquer que la relation de K.V.V pouvait ne pas être vérifiée expérimentalement par suite d'une erreur systématique dans le calcul de g quand on néglige l'influence du couplage s-d. D'après Zener ([63]) les électrons de la couche 3d sont soumis du fait de la polarisation des électrons de conduction à un champ $H' = \dfrac{A'}{4\mu_B^2 N_e} I_e$ où A' est le coefficient de couplage s-d, μ_B le magnéton de Bohr, N_e le nombre d'électrons de conduction par unité de volume et I_e leur aimantation : dans un ferromagnétique I_e est indépendant du champ appliqué. Lorsqu'on néglige H' dans le calcul de g par la formule classique de Kittel (14) relative au disque parallèle au champ, il en résulte une erreur :

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{H} + \frac{1}{H + 4\pi I}\right) \cdot H^2$$

Cette dernière formule donne une explication possible de la variation des valeurs mesurées de g en fonction de la fréquence et montre l'intérêt des mesures à champ élevé donc à fréquence élevée

En ce qui concerne g^2 il est nécessaire d'ajouter que Scott ([46]) assure avoir mis en évidence un phénomène qui, s'il était confirmé augmenterait encore la complexité du problème de la relation entre g^2 et g. En effet, selon Scott, la valeur mesurée de g^2 croîtrait avec l'aimantation de la substance et tendrait vers une valeur limite aux aimantations élevées. Ainsi pour le Fer, g^2 croîtrait de 1,88 à 1,92 et pour le Nickel de 1,801 à 1,830 ; par contre pour le Cobalt dans les mêmes conditions expérimentales g^2 ne varierait pas.

B - Facteurs g^2 et g des alliages. - Nous pouvons, en ce qui concerne les alliages, distinguer deux problèmes : d'une part existe-t-il une loi de variation susceptible de représenter en fonction de la composition les facteurs g^2 et g des divers types d'alliages, d'autre part les facteurs g^2 et g des divers constituants magnétiques dans l'alliage sont-ils différents de ceux des corps à l'état pur. En ce qui concerne le premier point Wangsness ([59]) et Tsuya ([56]) ont établi pour le facteur g d'un alliage un type possible de loi de variation ; nous montrerons qu'une loi du même type est susceptible de représenter les variations de g^2. Par contre, il n'existe aucun travail théorique ou expérimental se rapportant au second problème.

a) Facteur g. - Wangsness ([59]) a établi par une méthode classique et Tsuya ([56]) par une méthode quantique la loi de variation de g. Leur résultat est :

$$g = \frac{\mu_1 x + \mu_2 (1-x)}{\frac{\mu_1}{g_1} x + \frac{\mu_2}{g_2} (1-x)} \qquad (40)$$

où x est la concentration atomique de l'élément 1, μ_1 et μ_2 les moments atomiques de chacun des constituants à la température considérée, g_1 et g_2 les facteurs g de chacun des constituants dans l'alliage. Il est nécessaire de souligner que μ_1 et μ_2, g_1 et g_2 n'ont pas nécessairement dans l'alliage des valeurs identiques à celles mesurées sur chacun des constituants pris à l'état pur. La relation (40) est obtenue en supposant les moments μ_1 et μ_2 parallèles et en négligeant l'énergie d'anisotropie.

Cette relation a été appliquée par Standley et Reich [52] dans leur étude des alliages Ni-Mn où elle donne effectivement le sens de variation de g en fonction de la composition.

b) Facteur g^0. - Nous allons montrer qu'il est possible d'établir pour g^0 une loi de variation en fonction de la concentration semblable à celle établie pour g.

Dans le cas d'un alliage dont les constituants 1 et 2 sont en proportion respective x et (1-x) on peut écrire si μ et j, μ_1 et j_1, μ_2 et j_2 sont respectivement les moments atomiques magnétique et cinétique de l'alliage et de chacun de ses constituants

$$\mu = \mu_1 x + \mu_2 (1-x)$$

$$j = j_1 x + j_2 (1-x)$$

soit pour le rapport gyromagnétique d'après l'équation (1)

$$g' = \frac{2mc}{e} \cdot \frac{\Delta\mu}{\Delta j} = \frac{2mc}{e} \cdot \frac{\Delta\mu_1 x + \Delta\mu_2 (1-x)}{\Delta j_1 x + \Delta j_2 (1-x)}$$

Pour chacun des constituants dans l'alliage on peut définir un facteur g^0 :

$$g^0_1 = \frac{2mc}{e} \cdot \frac{\Delta\mu_1}{\Delta j_1} \qquad g^0_2 = \frac{2mc}{e} \cdot \frac{\Delta\mu_2}{\Delta j_2}$$

d'où

$$g^0 = \frac{\Delta\mu_1 x + \Delta\mu_2 (1-x)}{\frac{\Delta\mu_1 x}{g^0_1} + \frac{\Delta\mu_2}{g^0_2} \cdot (1-x)}$$

Quand on suppose que $\vec{\mu_1}$ et $\vec{\mu_2}$ sont constamment parallèles et que l'on néglige l'énergie d'anisotropie, on obtient :

$$g = \frac{\mu_1 x + \mu_2 (1-x)}{\frac{\mu_1 x}{g_1} + \frac{\mu_2}{g_2}(1-x)}$$

Cette formule est similaire à celle calculée par Wangsness et Tsyua en faisant les mêmes hypothèses $\vec{\mu_1}$ et $\vec{\mu_2}$ sont parallèles et l'énergie d'anisotropie est négligeable. On vérifie aisément que les facteurs g et g' donnés par les formules (40) et (41) satisfont à la relation $(g-1)(g'-1) = 1$, à condition que g_1, g'_1 et g_2, g'_2 y obéissent séparément.

Les alliages Fe-Ni dont les facteurs g' ont été mesurés par Barnett et Kenny ([7]) et par Scott ([48]) se prêtent à une vérification de la formule (41). Les moments atomiques des constituants d'un alliage peuvent être déterminés par diffraction de neutrons. En partant des résultats obtenus par Shull et Wilkinson ([50]) sur les alliages Fe-Ni γ on peut déduire des moments de 2,8 μ_B pour le Fer et 0,60 μ_B pour le Nickel. Ces valeurs des moments peuvent d'ailleurs s'obtenir par extrapolation de la courbe de l'aimantation en fonction de la concentration. Nous supposerons qu'en phase α le moment du Fer est de 2,2 μ_B et que celui du Nickel reste égal à 0,60 μ_B. Pour les facteurs g' du Fer et du Nickel dans l'alliage nous utilisons les valeurs mesurées sur ces deux métaux purs par A. J. P. Meyer et S. Brown ([34]) : $g'_1 = 1,929$ pour le Fer et $g'_2 = 1,852$ pour le Nickel. A partir de ces chiffres nous avons calculé les facteurs g' des alliages ayant été étudiés expérimentalement. Ajoutons en ce qui concerne les résultats de Scott que nous avons fait porter la comparaison uniquement sur les valeurs de g mesurées aux aimantations élevées ; la formule (41) serait aussi vérifiée par les résultats obtenus par Scott aux aimantations faibles mais pour des valeurs différentes de g'_1 et g_2. Les résultats sont rassemblés dans le Tableau 2 ci-dessous

Tableau 2

% Fer	Valeurs expérimentales Barnett et Kenny	Scott	Valeurs calculées
85	1,936		1,925
75	1,957	1,914	1,922
65		1,912	1,920
60	1,932		1,919
50	1,899		1,914
35	1,908	1,905	1,906
20	1,905		1,891
10	1,917	1,880	1,877

La concordance des nombres calculés et mesurés permet d'énoncer les conclusions suivantes : 1) La formule (41) est vérifiée de façon satisfaisante dans le cas des alliages Fe-Ni.

2) Les facteurs g_1^j et g_2^j du Fer et du Nickel ont dans les alliages Fe-Ni des valeurs égales ou très voisines de celles qu'ils ont dans les corps purs.

Les mêmes conclusions sont valables pour les alliages Ni-Co qui ont été étudiés par Barnett et Kenny ([7]).

CHAPITRE III.

I. APPAREIL DE MESURE ET SON UTILISATION

§ 1. **Principe de mesure.** - Nous avons vu au Chap. II § 3B que la puissance h.f. P_o absorbée en l'absence de champ par un échantillon ferromagnétique métallique passe à la valeur $\mu_R^{1/2} P_o$ après application du champ H ; μ_R est une fonction de H qui est maximum à la résonance. L'appareillage expérimental doit permettre la mesure en fonction du champ magnétique de la variation $(\mu_R^{1/2} - 1).P_o$ de la puissance absorbée et en particulier rendre possible la détermination très précise du champ de résonance.

§ 2. **Description de l'appareil de mesure.**

A - Choix de la fréquence de travail Dans le cas d'un métal polycristallin sous la forme de plan parallèle au champ, la fréquence de mesure est liée au champ de résonance par la formule :

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot \left[(H_{ext} - H_d + H_c)(H_{ext} - H_d + H_c + 4\pi I) \right]^{1/2}$$

Dans cette formule : H_d est le champ démagnétisant statique dans la direction de H_{ext}, H_c est un champ correctif devant tenir compte :

a) des interactions entre cristallites

b) du déplacement du maximum d'absorption dû à la dispersion des champs de résonance des différents cristallites par suite de leur anisotropie magnétocristalline ([53]) ,

c) de l'existence éventuelle de champs internes dus, par exemple, au couplage entre électrons 3d et 4s ([32]).

Les champs H_d et surtout H_c sont difficiles à évaluer en toute rigueur ; de même I, quand la résonance a lieu dans des champs inférieurs à 2000 œ, peut présenter suivant la forme des échantillons, des écarts de plusieurs millièmes en valeur relative

par suite de la variation de la dureté magnétique entraînée par des non uniformités du champ démagnétisant. Il en résulte que dans l'intérêt de la précision des mesures il est nécessaire de minimiser l'importance de ces indéterminations par le choix d'un champ externe H_{ext} le plus élevé possible. Ceci conduit à l'utilisation de fréquences élevées, nous avons donc choisi la limite supérieure de la bande K qui correspond à des fréquences de l'ordre de 35600 Mc/s. c à d à des longueurs d'onde de l'ordre de 8,4 mm.

; Detail des éléments constitutifs de l'appareil. L'installation de mesure (fig.4) peut être divisée en deux parties : l'une groupe l'ensemble des circuits dans lesquels se propage l'onde électromagnétique, l'autre rassemble les appareils destinés à produire et mesurer le champ magnétique statique.

L'ensemble hyperfréquence est constitué de plusieurs éléments que nous énumérons ci dessous et dont nous indiquons la fonction.

un klystron et son alimentation : générateur de puissance h.f.

un atténuateur variable : découplage du générateur et réglage au niveau convenable de la puissance h.f.

un ondemètre : mesure précise de la fréquence.

une cavité résonnante : concentration de la puissance h.f. sur l'échantillon étudié. A la cavité résonnante est associé un système de chauffage ou de refroidissement de l'échantillon permettant des mesures dans un domaine étendu de températures.

un adaptateur d'impédances permettant de rendre maximum le transfert d'énergie de la ligne au cristal détecteur.

un cristal détecteur, un galvanomètre adapté ainsi qu'une compensation électrique du courant délivré par le cristal, mesure de la puissance h.f. transmise par la cavité.

L'ensemble destiné à produire le champ magnétique statique est constitué des éléments suivants : un électro aimant et son alimentation stabilisée, un rhéostat de réglage du courant et un appareil de mesure de sa valeur.

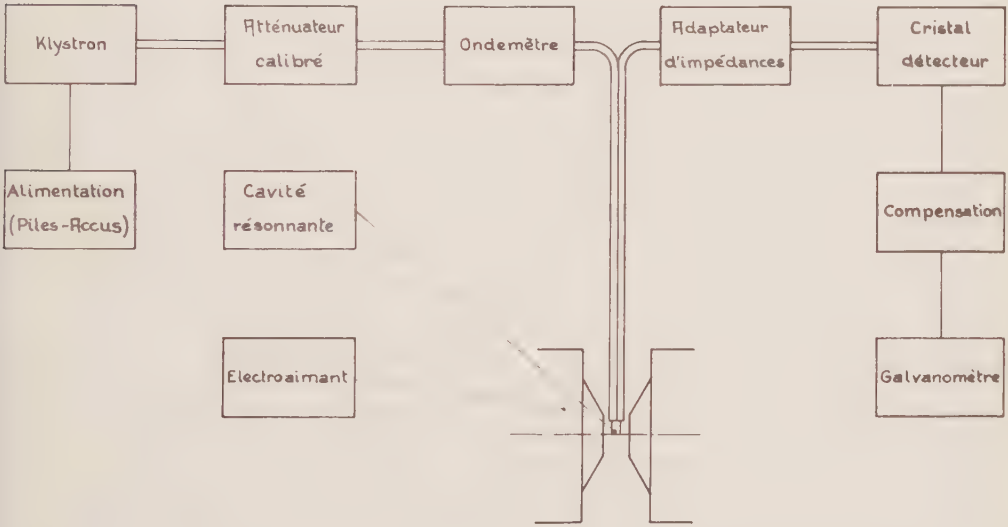

Klystron
Atténuateur calibré
Ondemètre
Adaptateur d'impédances
Cristal détecteur
Alimentation (Piles-Accus)
Cavité résonnante
Compensation
Electroaimant
Galvanomètre

Fig. 4

Dans la suite de ce paragraphe nous allons examiner plus en détail le fonctionnement des principaux éléments constitutifs que nous venons d'énumérer :

a) Le klystron et son alimentation.- Le klystron utilisé est un tube Raytheon QK 291. Ses caractéristiques sont les suivantes :

Tension de chauffage : 6,30 v
Courant de chauffage : 0,65 Amp
Tension cathode-résonateur : - 2200 v
Courant de cathode : 10 à 13 mA
Tension réflecteur-cathode : -50 à -200 v
Tension grille-cathode : -20 à -250 v
Puissance de sortie : 18 mW
Bande de fréquences : 33 520 à 36 250 Mc/s.

Le chauffage du filament est assuré par une batterie d'accumulateurs. Le réflecteur et la grille ne débitant aucun courant leurs tensions par rapport à la cathode sont fixées par des piles. Enfin, pour alimenter la haute tension entre cathode et masse nous disposons de deux sources :

1) un système élévateur et redresseur de tension fonctionnant à partir du secteur fournit une haute tension non stabilisée utilisée en début d'expériences pour permettre au klystron d'atteindre sa température de régime.

2) un ensemble de piles utilisé pendant les mesures et fournissant une haute tension suffisamment stable pour éviter des fluctuations dans l'émission du klystron.

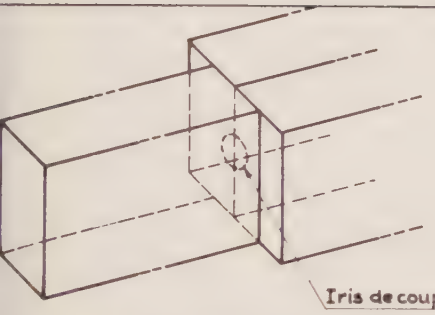
La puissance h.f. est rayonnée par l'antenne du klystron dans un guide d'onde WR 28 dans lequel elle se propage selon le mode H_{10}. Les dimensions intérieures du guide sont : 0,711 cm x 0,356 cm. La longueur d'onde dans le guide λ_g différente de la longueur d'onde dans le vide λ_0 est donnée par l'équation :

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \lambda^2/\lambda_c^2}}$$

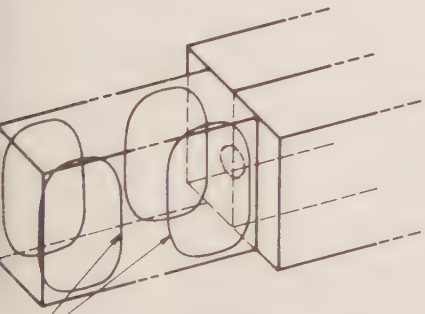
où λ_c est la longueur d'onde de coupure égale à 2a, a étant la dimension du grand coté de la section interne du guide. Entre l'antenne de sortie du klystron et la ligne de mesure proprement dite est intercalé un atténuateur d'au moins 6 db permettant de minimiser l'influence des variations d'impédance dans la ligne sur la puissance et la fréquence d'oscillation du klystron. La fréquence d'émission du klystron est mesurée par un ondemètre à réaction.

b) La cavité. Nous avons vu (Chap.II §3B) que la puissance absorbée par l'échantillon est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ magnétique h f incident. L'amplitude h du champ de l'onde émise par le klystron est proportionnelle à la racine carrée de la puissance d'émission. L'intérêt de placer l'échantillon à étudier dans une cavité réside dans la propriété fondamentale de ces dernières d'être à certaines fréquences le siège d'ondes stationnaires dont l'amplitude est égale à l'amplitude du champ dans la ligne multipliée par un facteur Q dit coefficient de surtension ou facteur de qualité de la cavité. La cavité est alors dite résonnante et sa longueur électrique est égale à $n\frac{\lambda_g}{2}$, n étant un entier. La longueur électrique de la cavité est égale à sa longueur géométrique augmentée de Δl. Δl étant la longueur du guide court-circuité de réactance égale à celle de l'iris. Les réactances d'entrée X des différentes formes d'iris ont été déterminées expérimentalement et sont données par des tables ([36]). On en déduit Δl par la relation : $\operatorname{tg} 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda_g} = X$. On démontre ([35]) que le coefficient de surtension Q de la cavité est proportionnel au rapport de l'énergie électromagnétique E localisée dans le volume de la cavité à l'énergie W_d perdue par période. W_d est la somme des pertes de toutes origines (pertes Joule, rayonnement) : $W_d = \Sigma W_i$. On peut donc écrire : $\frac{1}{Q} = \Sigma \frac{W_i}{E} = \Sigma \frac{1}{Q_i}$ où Q_i sont les coefficients de surtension correspondant à chaque type de pertes. Aux pertes localisées à l'intérieur de la cavité (pertes ohmiques dans les parois, pertes dues à la résonance) correspond la surtension propre Q_o de la cavité. Les pertes d'origine différente et dues notamment au couplage de la cavité avec le circuit extérieur définissant Q_e surtension externe. On a donc pour la surtension en charge $\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_e}$. On démontre encore que : $Q_o \sim \frac{1}{\delta} \frac{V}{S}$ ([19]) où δ est l'épaisseur de peau à la fréquence considérée, V le volume intérieur de la cavité, S sa surface interne.

Nous avons utilisé des cavités rectangulaires fonctionnant par transmission sur le mode H_{103} (fig.5). Elles sont constituées d'une section de guide d'ondes court-circuitée à une extrémité, le court-circuit est constitué par le disque de métal à étudier qui est appliqué contre l'extrémité du guide par pression d'une



Couplage de la cavité aux guides



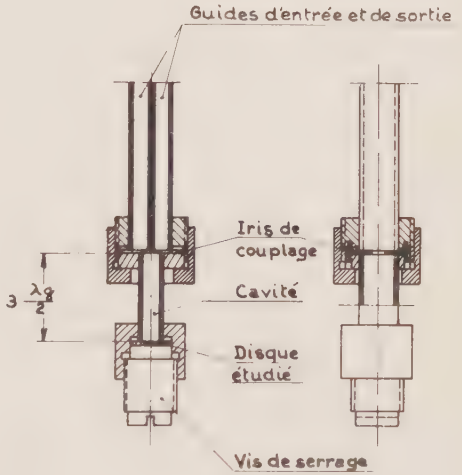
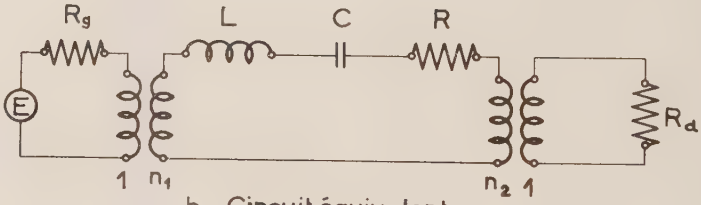
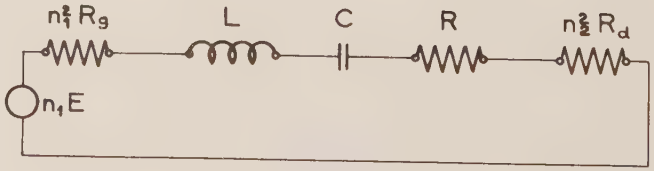


Fig. 5

a – Circuit de la cavité à transmission



b – Circuit équivalent



c – Circuit équivalent simplifié

Fig. 6

vis de serrage. L'autre extrémité de la cavité est formée par le dispositif de couplage qui consiste en un disque de cuivre (épaisseur : 17/100 mm) percé d'un trou central (Ø 3 mm) couplant également la cavité au guide d'entrée et au guide de sortie. La position de la surface du disque de métal étudié correspond à un maximum de l'amplitude du champ magnétique h.f.

Le chauffage ou le refroidissement de la substance à étudier se fait par conductibilité thermique. A cette fin, la vis servant au serrage du disque sur l'extrémité de la cavité est percée parallèlement à son axe d'un conduit dans lequel peut être vissée une tige de cuivre portant à sa partie inférieure un four électrique pour les études à hautes températures (jusqu'à 400°C) ou trempant dans un vase Dewar rempli d'azote liquide pour les études à basses températures (jusqu'à -80°C). Cette dernière tige de cuivre est elle aussi percée d'un conduit dans lequel est fixé un couple thermoélectrique isolé dans un tube de quartz La soudure de ce couple est amenée en contact avec le sommet de la partie interne de la vis support. L'épaisseur du sommet de la vis est de 5/10 mm. Par suite de l'existence d'un gradient, la température du disque est inférieure à celle de la partie interne du support mesurée par le couple C'est pourquoi nous avons étalonné l'installation en notant à la fois les indications d'un couple placé dans la vis support et celles données par un couple soudé sur un disque placé dans la cavité en position de mesure. Nous connaissons donc ainsi pour chaque indication du couple externe la température exacte du disque étudié. Les couples utilisés sont des couples TE-CTE dont nous avons fait l'étalonnage La mesure de la f e m. du couple est faite au potentiomètre.

La cavité résonnante que nous utilisons est du type dit «à transmission». Nous allons en donner dans ce qui suit la théorie du fonctionnement ([35]). Au voisinage de la résonance et pour des plans de référence choisis sur les lignes d'entrée et de sortie, le schéma électrique de l'installation est donné sur la figure 6b. Ce circuit peut être transformé dans le circuit équivalent représenté sur la figure 6c.

On définit : $Q_o = \frac{L\omega}{R}$:surtension à vide de la cavité ;

$Q_{e_i} = \frac{L\omega}{n_i^2 R_i}$ surtension externe relative à la branche i.

$Q_c = \dfrac{L\omega}{R + n_1^2 R_g + n_2^2 R_d}$: surtension en charge ;

P_i = puissance entrant dans la cavité. P_s : puissance sortant de la cavité,

$T = \dfrac{P_s}{P_i}$ coefficient de transmission

L'adaptation du générateur et du détecteur entraîne : $R_g = R_d = R_o$, R_o étant la résistance caractéristique de la ligne.

On pose alors : $\beta_1 = n_1^2 \cdot \dfrac{R_o}{R}$ $\beta_2 = n_2^2 \cdot \dfrac{R_o}{R}$.

Dans notre dispositif, la cavité étant également couplée au guide d'entrée et au guide de sortie nous avons : $n_1 = n_2 = n$ d'où il résulte :

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta \qquad \text{et} \quad Q_{e_1} = Q_{e_2} = \ldots$$

On démontre ([35]) que : $T = \dfrac{4\beta^2}{(1 + 2\beta)^2}$ (42)

formule encore équivalente à

$$\frac{P_s}{P_i} = 4 \cdot \frac{Q^2}{Q_e^2} \qquad (43)$$

Nous allons d'abord utiliser la formule (42) au calcul du coefficient de transmission T optimum. En remplaçant dans (42) β par $n^2 \dfrac{R_o}{R}$ on obtient :

$$T = \frac{4n^4 \cdot R_o^2}{(R + 2n^2 R_o)^2} \qquad (44)$$

L'application du champ magnétique entraîne des variations ΔR et ΔX de la résistance et de la réactance de la cavité. ΔX est annulé en réaccordant la cavité par modification de la fréquence d'émission du klystron. On a donc :

$$\frac{\Delta T}{T} = - \frac{2 \Delta R}{(R + 2n^2 R_o)}$$

Le dispositif expérimental comprend une compensation électrique du courant fourni par le détecteur, de sorte que ne sont mesurées que les variations de la puissance de sortie, c.à.d. puisque P_i est constant, les variations du coefficient de transmission T

$$\Delta T = \frac{8 n^4 R_o^2}{(R + 2n^2 R_o)^3} . \Delta R$$

C'est ΔT qu'il importe de rendre maximum. Le couplage n correspondant s'obtient en écrivant $\frac{d}{dr} (\Delta T) = 0$. Le calcul donne

$$n = \left(\frac{R}{R_o}\right)^{1/2} \qquad (45)$$

Le coefficient de transmission $\frac{4}{9}$ est la grandeur expérimentale qui permet le réglage du couplage à sa valeur optimum. En portant la valeur (45) de n dans l'équation (44) on obtient :

$$T = \frac{4}{9}$$

Le couplage optimum n est donc tel que les $\frac{4}{9}$ de la puissance incidente dans la cavité soient transmises dans le guide de sortie

Nous allons maintenant calculer selon une méthode due à Yager et al. ([63]) la relation qui lie la puissance transmise par la cavité, à la perméabilité h f de l'échantillon ferromagnétique qu'elle contient.

On a, pour la surtension en charge Q de la cavité :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_o} + \frac{2}{Q_e} \qquad (46)$$

Le terme $\frac{1}{Q_o}$ qui est proportionnel à l'énergie totale dissipée à l'intérieur de la cavité comprend donc les pertes W_R, fonction de H, dues à la résonance magnétique. De (46) et (43) on déduit :

$$\frac{1}{Q_o} = 2\left[\frac{P_i}{P_s}\right]^{1/2} \cdot \frac{1}{Q_e} - \frac{2}{Q_e} \cdot$$

Dans les champs très forts, les pertes dues à la résonance magnétique deviennent négligeables et Q ne dépend plus que des pertes indépendantes du champ W_o.

Soit Q'_o la valeur de la surtension à vide dans les champs très forts, Q' la valeur correspondante de la surtension en charge et P_s la puissance de sortie ; la puissance incidente P_i est maintenue constante. On a :

$$\frac{1}{Q_o} - \frac{1}{Q'_o} = 2\left[\frac{P_i}{P'_s}\right]^{1/2}\left[\left[\frac{P'_s}{P_s}\right]^{1/2} - 1\right] \cdot \frac{1}{Q_e}$$

que l on peut écrire, en vertu de (43) :

$$\frac{1}{Q_o} - \frac{1}{Q'_o} = \frac{1}{Q'} \cdot \left(\left[\frac{P_s}{P'_s}\right]^{1/2} - 1\right).$$

ou, en introduisant les pertes :

$$W_R = {}_o \cdot \left(\left[\frac{P'_s}{P_s}\right]^{1/2} - 1\right). \qquad (47)$$

Les pertes dans l'échantillon ferromagnétique sont proportionnelles à $\mu_R^{1/2}$ dans les champs forts μ_R tend vers 1 W_R est donc proportionnel à $(\mu_R^{1/2} - 1)$ Posons d'autre part $P_s = P_s + \Delta P_s$ l'expérience montre qu'en général $\Delta P_s \ll P_s$ Dans ces conditions (47) s'écrit

$$(\mu_R^{1/2} - 1) = k \cdot \frac{\Delta P_s}{P_s} \qquad (48)$$

où k est une constante ne dépendant que de l'appareillage La formule (48) montre que la mesure des variations de la puissance de sortie permet de connaître les variations de la perméabilité μ_R

C - Le système détecteur. - L'ensemble détecteur est constitué d'un adaptateur d'impédances, d'un cristal détecteur, d'un circuit de compensation et d'un galvanomètre,

L'adaptateur est constitué de deux courts-circuits mobiles se déplaçant l'un dans un guide monté en série, l'autre dans un guide monté en parallèle sur le guide d'ondes principal. Le principe de leur emploi est la transposition dans le cas des guides d'ondes de l'adaptation par tronçons latéraux utilisée dans le cas des lignes bifilaires. Le cristal détecteur vu du guide d'ondes présente une certaine impédance différente de l'impédance caractéristique du guide et variable selon le plan de référence. Le rôle de l'adaptateur est de permettre, grâce à son impédance variable, de ramener l'impédance caractéristique Pour cette dernière valeur en effet, il n'y a pas de puissance réfléchie ; toute la puissance incidente est absorbée par le cristal L'adaptation du cristal par ce procédé ne peut être réalisée que pour une seule fréquence Lorsque par application du champ la fréquence de résonance de la cavité est modifiée et que l'on réaccorde celle-ci par modification de la fréquence d'émission du klystron, il est alors aussi nécessaire de réadapter le cristal La variation de fréquence de résonance de la cavité qui est proportionnelle à $\mu_L = (\mu_1^2 - \mu_2^2)^{1/2}$ μ_2, s'annulle à la résonance. Elle est maximum par contre à mi hauteur de la courbe d'absorption.

Le cristal détecteur est un cristal 1N 26. Son courant de sortie en court-circuit est de l'ordre de 1 mA/mW et sa résistance dans le sens direct de l'ordre de 200 ohms pour une puissance détectée de 1 mW. La relation courant de sortie-puissance incidente est sensiblement linéaire aux puissances utilisées.

Le principe du système de compensation est d'opposer à la tension délivrée par le cristal en l'absence de champ une tension presqu'égale mais de signe contraire de façon à ramener la déviation du galvanomètre dans les limites de l'échelle lorsqu'il se trouve sur la sensibilité la plus grande.

D - **Le champ magnétique statique.**- La cavité et l'échantillon étudié sont placés dans l'entrefer d'un électro-aimant de telle sorte que la composante magnétique du champ h.f. soit au niveau de l'échantillon perpendiculaire au champ de l'électro aimant. A 35 600 Mc/s le tracé complet des courbes de résonance nécessite un champ maximum de l'ordre de 20.000 Œ. L'électro-aimant utilisé est du type Weiss à axe horizontal. Avec des pièces polaires de 10 cm de diamètre et un entrefer de 22 mm, le champ magnétique disponible avec un courant de 200 ampères est de l'ordre de 28 000 œ. La grande surface des pièces polaires assure une uniformité du champ à 0,02 °/o dans l'espace central où se trouve placé l'échantillon. L'alimentation de l'électro-aimant est assurée par une génératrice stabilisée à 0,1 °/o ce qui garantit une constance suffisante du champ pendant les mesures. Le courant dans l'électro-aimant est mesuré à l'aide d'un ampèremètre de précision étalonné, équipé d'une série de shunts permettant la mesure des courant jusqu'à 300 ampères. Le réglage du courant est effectué à l'aide d'un groupe de rhéostats adéquats.

La mesure du champ de l'électro-aimant est faite par comparaison au champ d'un aimant étalon, lui-même contrôlé à la balance de Cotton et par résonance nucléaire. Le principe de la mesure consiste à comparer les déviations d'un galvanomètre balistique relié à une bobine tournante placée successivement dans le champ à mesurer et dans celui de l'aimant étalon. La précision d'étalonnage est supérieure à 0,2 °/o.

L'etalonnage du champ de l'électro-aimant en fonction du courant d'excitation étant réalisé il est nécessaire d'assurer la reproductibilité de ce champ grâce à des conditions expérimentales

toujours identiques. Dans ce but, chaque mesure est précédée d'une désaimantation complète de l'électro-aimant. Au cours des mesures, qui sont faites à champ croissant, toute coupure du courant d'excitation est suivie d'une inversion de ce courant afin de rester dans des conditions semblables à celles de l'étalonnage. Dans ce cas, en effet, l'aimantation de l'électro-aimant suit toujours la courbe de première aimantation.

§ 3 **Technique de mesure**. Nous décrivons dans ce paragraphe les principales opérations nécessitées par une mesure.

Adaptation du klystron à la cavité. L'opération consiste à faire coincider la fréquence correspondant au maximum de puissance d'un mode d'oscillation du klystron avec la fréquence de résonance de la cavité. L'adaptation est menée à bien en agissant à la fois sur le réglage mécanique et sur l'accord électronique du klystron de façon à obtenir un maximum de la puissance transmise par la cavité. Il faut, au cours des différentes étapes du réglage veiller avec soin à la bonne adaptation du cristal détecteur.

Relevé point par point de la courbe de résonance. - La méthode de mesure consiste à relever pour chaque valeur du champ la variation de la déviation du galvanomètre détecteur entraînée par l'application ou la suppression du champ. Par suite de l'existence de la dispersion effective ω_L la fréquence propre de résonance de la cavité est modifiée par application du champ. L'adaptation du klystron et du cristal détecteur à la fréquence de résonance de la cavité doit donc être révisée suivant que le champ magnétique est appliqué ou non et suivant la valeur de ce champ.

Détermination précise du maximum d'absorption. La détermination précise du maximum ou du minimum d'absorption se fait en employant la sensibilité de mesure la plus grande. Celle-ci est obtenue par l'utilisation de la puissance h.f. maximum compatible avec un découplage convenable du klystron et de la ligne (6 db) et un niveau de fluctuations négligeable devant les déviations dues à l'absorption. Le champ dans l'électro-aimant est réglé à une valeur voisine du champ de résonance. Un système de rhéostats permet un réglage fin du courant de l'électro-aimant. Le maximum de l'absorption est déterminé par la valeur I du courant dans l'électro-aimant qui est telle que des variations aussi petites que possible du courant de part et d'autre de I conduisent à une diminution de l'absorption.

§ 4 **Préparation des disques.** Les substances étudiées l ont été sous la forme de disques plans. Ces disques sont obtenus soit par laminage puis découpage à l'emporte-pièce, soit par usinage au tour. Le premier procédé a l'avantage de permettre l'obtention de disques très minces pour lesquels l'indétermination du champ démagnétisant est petite ; il a par contre l'inconvénient de créer dans certaines substances une orientation préférentielle des cristallites ([8]) ([13]) et de rendre ainsi la condition de résonance une fonction de l'orientation. C est le cas en particulier pour le Fer, le Nickel et les solutions solides dans ces métaux. L orientation préférentielle est liée à la direction du laminage : pour le Nickel le plan (110) et la direction [1 $\bar{1}$ 2] deviennent parallèles respectivement au plan et à la direction de laminage ; pour le Fer ce sont le plan (001) et la direction [1 1 0]. L orientation préférentielle n'est jamais parfaite et dépend de l importance de la diminution d épaisseur entrainée par le laminage. Un recuit consécutif peut modifier l orientation primitive : dans le cas du Nickel, le plan (001) et la direction 100 deviennent parallèles au plan et à la direction de laminage. Pour le Fer, l'orientation primitive est conservée quand le recuit est fait à t° < 910°C. Au dessus de cette température l orientation préférentielle est détruite par la transformation $\alpha \rightarrow \gamma$.

La préparation de disques par laminage et découpage à l emporte-pièce est impossible pour les métaux durs tels le Cobalt et certains de ses alliages pour lesquels l usinage au tour s'impose. Le métal laminé ou travaillé au tour est le siège de tensions internes importantes qui nuisent à la précision des mesures en élargissant les courbes de résonance (fig.3). Ces tensions internes sont réduites par des recuits prolongés à des températures de l ordre des deux tiers de la température absolue de fusion. Dans ces conditions une recristallisation du métal est possible entrainant un réarrangement des cristallites dans une configuration à tensions internes minimum. Les recuits sont faits soit sous vide, soit sous atmosphère d hydrogène. Avant recuit la surface du disque est polie à l'émeri puis à l'alumine. Après recuit, le polissage de la surface est achevé par passage dans un bain de polissage électrolytique. Pour le Fer et le Nickel un poli excellent est obtenu dans un bain à 90°C formé de 90 °/o en poids d'acide orthophosphorique et de 10 °/o d acide chromique. La densité du cou-

rant dans la pièce à polir doit être de l'ordre de 5 A/cm^2 Pour le Cobalt le polissage est plus délicat . le bain donnant les meilleurs résultats est composé à volume égal d'acide orthophosphorique et d'eau, à la température ordinaire

§ 5 **Exploitation des résultats de mesure. Précision.** La valeur apparente de g est calculée à l'aide de la formule

$$g = \frac{f_{Mc/s}}{1,4.\left[(H_{ext} + (N_x - N_z)I)(H_{ext} + (N_y - N_z)I)\right]^{1/2}}$$

Nous voyons donc, d'après cette formule, que les diverses sources d'erreurs expérimentales susceptibles d'affecter la précision avec laquelle est connue le facteur g sont les suivantes : la fréquence f, le champ magnétique extérieur H_{ext}, l'aimantation I et les coefficients de champ démagnétisant N_x, N_y, N_z

A - La fréquence. La fréquence est mesurée avec un ondemètre Dervaux à l'étalonnage exact à $\pm$ 5 Mc/s près ; la précision de lecture étant de $\pm$ 2 Mc/s, l'erreur de mesure maximum sur la fréquence est de $\pm$ 7 Mc/s soit en valeur relative 2.10^{-4}. Cette erreur est négligeable en comparaison des suivantes.

B - Le champ extérieur a) Estimation de la position exacte du maximum. La méthode de détermination du maximum est décrite au § 3. La précision est d'autant plus grande que l'absorption est plus intense et le maximum plus aigu : elle est limitée par les fluctuations dans l'émission du klystron et la petitesse des variations de puissance au voisinage du maximum. C'est ainsi que pour le Fer et le Nickel le maximum d'absorption peut être évalué à $\pm$20 œ près alors que pour le Cobalt à la température ambiante la courbe d'absorption est tellement large que le maximum ne peut être déterminé à mieux que $\pm$ 200 œ

b) Lecture du courant de l'électro-aimant. Elle est faite sur un millivoltmètre de classe 01 ; l'erreur de lecture est toujours inférieure à 1,5/1000 en valeur relative. En pratique nous rédui-

sons l'importance des deux types d'erreurs précédents par l'augmentation du nombre de mesures et l'emploi d'une méthode de moindres carrés.

c) Etalonnage courant-champ. L'erreur d'étalonnage est inférieure à 2/1000.

C - L'aimantation I. - Les mesures d'aimantation fournissent toujours, avec une erreur inférieure à 0,1 °/o l'aimantation σ par unité de masse. Le calcul de I, aimantation par unité de volume, nécessite la connaissance de la densité d. Les valeurs de d rapportées dans les Tables présentent une importante dispersion qui est certainement due aux défauts (cavités) ou inhomogénéités que peuvent avoir les substances mesurées. C'est ainsi par exemple que pour le Cobalt les valeurs de densité citées par Bozorth s'échelonnent de 8,78 à 8,85 ([14]). Il est possible de s'affranchir de la nécessité de connaître I en étudiant les substances sous la forme de sphères dont le diamètre serait petit par rapport à l'épaisseur de peau δ ($\delta \sim 10^{-5}$ cm). La condition de résonance est alors : $\omega = \gamma H_{ext}$. Cette méthode a été employée par Bagguley ([3]) dans l'étude de la résonance des substances ferromagnétiques sous forme colloidale ; néanmoins l'hypothèse d'une parfaite sphéricité des grains constituant le colloide n'est certainement pas rigoureuse.

D - Coefficients de champ démagnétisant. - Nous avons étudié nos substances sous la forme de disques plans de diamètres voisins de 10 mm ; dans ces conditions, les coefficients N_x, N_y correspondant à l'aimantation h.f. peuvent être pris, par suite de l'effet de peau, égaux respectivement à 0 et 4 π. Le coefficient N_z qui correspond au champ magnétique statique parallèle au plan du disque est, en général, calculé par assimilation du disque à un ellipsoide aplati ; la valeur correspondante est $N_z = \pi^2 . \frac{e}{d}$ (e épaisseur, d diamètre du disque). Néanmoins le champ démagnétisant d'un disque ne peut être homogène dans tout son volume et le calcul fait en supposant le disque uniformément aimanté conduit pour valeur de N_z au centre du disque à : $N_z = 2 \pi . \frac{e}{d}$. La différence entre ces deux valeurs de N_z est suffisante pour conduire sur la valeur de g, suivant que l'on adopte l'une ou l'autre à des écarts qui sont d'autant plus importants que le disque est plus

épais et l'aimantation plus forte. Dans le but d'éclaircir ce point, nous avons donc étudié la variation du champ de résonance en fonction de l'épaisseur des disques ; cette étude a été faite sur un disque de Fer Heraeus (I = 1711,7 g) ([17]). Les résultats en sont consignés dans le Tableau 3.

Tableau 3

e_{mm}	d_{mm}	$2\pi \frac{e}{d}.I$	$\pi^2.\frac{e}{d}.I$	H_{ext} à la rés.	$H_{ext}-2\pi\frac{e}{d}I$	$H_{ext}-\pi^2\frac{e}{d}I$
61/100	8,92	736 oe	1156 oe	6635 oe	5899 oe	5479 oe
31,5/100	8,92	380	596	6072	5692	5476
21/100	8,82	256	401	5856	5600	5455

Il résulte de ces résultats que lorsque l'on adopte pour N_z l'expression $\pi^2.\frac{e}{d}$ on obtient, comme cela est nécessaire, une valeur du champ intérieur à la résonance sensiblement indépendante de l'épaisseur. L'erreur sur la valeur du champ démagnétisant est donc pratiquement égale à : $\Delta H_d = \pi^2.\ I.\ \frac{\Delta e}{d}$; l'incertitude Δe étant au maximum de $\pm\ 2.10^{-3}$ mm et d étant de l'ordre de 10 mm $\Delta H_d \leq 2.10^{-4}\ .\ \pi^2 I$. Dans le cas du Fer, par exemple, $\Delta H_d \leq 4$ oe soit 0,1 °/o par rapport au champ de résonance.

Compte tenu de l'importance des diverses sources d'erreurs que nous venons d'énumérer il nous est possible d'évaluer pour chaque substance étudiée l'erreur totale maximum sur g. Nous l'indiquerons dans chaque cas à côté de la valeur de g. Néanmoins, pour fixer l'ordre de grandeur, nous pouvons indiquer que l'erreur est de l'ordre de 1 °/o.

CHAPITRE IV.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

1 - Mesure du facteur g des métaux purs à température ambiante. Ces mesures ont été faites principalement dans le but de vérifier la relation de K.V.V. en comparant les valeurs du facteur g déterminées par résonance aux valeurs du facteur magnétomécanique g' mesurées par A.J.P. Meyer au moyen de l'effet Einstein-de Haas sur des échantillons de même origine.

A - Fer. - Nos mesures du facteur g ont porté sur du Fer de trois origines différentes : Fer Heraeus dont les impuretés sont inférieures aux quantités dosables, Fer Johnson Matthey (J.M.) de pureté 99,998 °/o et Fer Armco de pureté 99,9 °/o. C'est sur le même échantillon de Fer Armco que A.J.P. Meyer avait effectué sa mesure du facteur g'. Notre étude a été faite sur des disques amincis par laminage, polis et recuits au-dessus de 910°C selon la technique indiquée au Chap. III § 4. Les mesures se sont révélées aisées : par suite de son moment élevé, le Fer a en effet une raie d'absorption intense. Sur la figure 7 est représentée une courbe de résonance de Fer à 35 690 Mc/s. Dans le tableau 4 nous donnons les valeurs de l'aimantation I par cm^3 que nous avons utilisées pour le calcul de g ; elles ont été obtenues en prenant pour σ aimantation par gramme les valeurs mesurées suivant la méthode d'extraction ([17])([55]) pour le Fer Heraeus par H. Danan ([17]) et pour les échantillons J.M. et Armco par R. Barbier.

Tableau 4

Echantillon	Pureté °/o	densité à 20° C	σ à 20°C dans le champ de résonance	I à 20°C dans le champ de résonance
Fer Heraeus[17]		7,87	217,50	1711,7
Fer J.M.	99,998	7,87	216,95	1707,4
Fer Armco	99,9	7,87	216,28	1702,1

Dans le Tableau 5 nous donnons à titre d'exemple l'ensemble de nos résultats de mesures obtenus sur six disques différents de Fer Armco.

Tableau 5

Echantillon	Mesure	$H_{rés.ext.}$	H dém.	H.int.	Fréquence	g
Fe 1	1	5769	42	5727	35750	$2,04_9$
	2	5752	42	5710	35750	$2,05_3$
	3	5748	42	5706	35750	$2,05_4$
	4	5740	42	5698	35750	$2,05_6$
Fe 2	1	5490	42	5448	35640	$2,10_6$
	2	5510	42	5468	35640	$2,10_1$
Fe 3	1	5650	14	5636	35655	$2,06_3$
	2	5634	14	5620	35655	$2,06_6$
	3	5667	14	5653	35655	$2,06_0$
	4	5663	14	5651	35655	$2,06_0$
Fe 4	1	5927	481	5446	35655	$2,10_7$
	2	5935	481	5454	35655	$2,10_5$
	3	5992	477	5515	35655	$2,09_1$
	4	5992	477	5515	35655	$2,09_1$

Tableau 5 (suite)

Echantillon	Mesure	$H_{rés.ext.}$	H dém.	H int.	Fréquence	g
Fe 5	1	5640	372	5268	35710	$2,15_2$
	2	5660	372	5288	35710	$2,15_0$
	3	5913	358	5555	35655	$2,08_2$
	4	5913	358	5555	35655	$2,08_2$
	5	5913	388	5555	35655	$2,08_2$
	6	5976	358	5318	35655	$2,13_7$
	7	5684	358	5326	35655	$2,13_5$
	8	5784	358	5426	35655	$2,11_1$
	9	5824	358	5466	35655	$2,10_2$
	10	5891	318	5573	35655	$2,07_8$
	11	5904	318	5586	35655	$2,07_5$
Fe 6	1	5966	452	5514	35660	$2,09_1$
	2	5966	452	5514	35660	$2,09_1$
	3	5834	452	5382	35660	$2,12_2$
	4	5826	452	5374	35660	$2,12_4$
	5	5834	452	5382	35660	$2,12_2$
	6	5826	433	5393	35660	$2,11_9$
	7	5852	433	5419	35660	$2,11_3$

Ce tableau fait ressortir l'ordre de grandeur de la dispersion des résultats ; la valeur moyenne résultant de ces 32 mesures est : $g = 2,093$; l'erreur quadratique moyenne est : $\pm 0,004$.

L'erreur absolue maximum sur g qui tient compte à la fois de la dispersion des mesures et des diverses sources d'erreurs (champ,aimantation) peut être estimée à : $\pm 0,015$. Dans le Tableau 6 nous donnons les valeurs apparentes du facteur g du Fer Heraeus, du Fer J.M. et du Fer Armco telles qu'elles résultent de l'ensemble des mesures que nous avons faites.

Tableau 6

Echantillon	g apparent
Fer Heraeus	$2,09_2 \pm 0,015$
Fer J.M.	$2,09_0 \pm 0,015$
Fer Armco	$2,09_3 \pm 0,015$

Seuls Barlow et Standley ([4]) ont effectué sur le Fer polycristallin des mesures de résonance dans la bande de 8 mm Ces auteurs obtiennent . g = 2 10 ± 0 02 valeur qui est en bon accord avec nos résultats.

Nous avons calculé le facteur g apparent en portant uniquement dans la formule de Kittel la valeur à la résonance du champ magnétique externe En procédant ainsi nous ne tenons pas compte du déplacement du maximum d'absorption dû à l'anisotropie magnétocristalline ou à l'existence possible de champs magnétiques internes tel celui résultant selon Kittel et Mitchell d'un couplage possible entre électrons s et d Afin de déterminer l'ordre de grandeur global des champs correctifs nous avons effectué une série de mesures de résonance à 9289 Mc/s En effet si l'on admet que le facteur g est indépendant du champ et de la fréquence la résolution des équations de Kittel pour des mesures faites à deux fréquences distinctes permet de déterminer à la fois g et le champ correctif global H_c. On a en effet :

$$\left(\frac{\omega_1}{\gamma}\right)^2 = (H_1 + H_c)(H_1 + H_c + 4\pi I)$$

$$\left(\frac{\omega_2}{\gamma}\right)^2 = (H_2 + H_c)(H_2 + H_c + 4\pi I)$$

où H_1 et H_2 sont les champs de résonance intérieurs, aux pulsations ω_1 et ω_2. Les mesures de résonance à 3 cm sont assez imprécises par suite de la faible valeur du champ de résonance. Le résultat de nos mesures est porté ci-dessous :

	Fréquence	Champ de résonance	g apparent
Fer J.M.	9289,4 Mc/s	528 ± 20 œ	$1,94 \pm 0,05$

La résolution du système d'équations précédent donne :

$$g = 2,10_7 \pm 0,03$$
$$H_c = -75 \text{ œ} \pm 30 \text{ œ}$$

Standley et Stevens ([53]) ont calculé le déplacement du maximum d'absorption dû à l'anisotropie magnétocristalline. Ces auteurs trouvent pour un échantillon de Fer de forme sphérique un déplacement de -80 œ. Il en résulte, si l'évaluation de Standley et Stevens est applicable au cas du disque plan, que le champ magnétique dû à un couplage éventuel entre électrons s et d n'est pas supérieur à quelques dizaines d'oersteds.

En prenant $H_c = -75 \pm 30$ œ on obtient pour les valeurs corrigées de g :

Fer Heraeus $g = 2,10_9 \pm 0,03$
Fer J.M. $g = 2,10_7 \pm 0,03$
Fer Armco $g = 2,11_0 \pm 0,03$

La mesure par effet Einstein-de Haas du facteur magnétomécanique g' du même échantillon de Fer Armco a été faite par A.J.P. Meyer. L'aimantation utilisée était sensiblement moitié de la saturation. Le résultat des mesures est :

$$g' = 1,929 \pm 0,008$$

Ce dernier résultat est en très bon accord avec les valeurs obtenues par d'autres auteurs ([6]) ([7]) ([46]). La valeur moyenne correspondant à l'ensemble de leurs résultats est en effet :

$$g' = 1,929 \pm 0,004.$$

A la valeur de g' obtenue par A.J.P. Meyer, correspond d'après la relation de K.V.V. rigoureuse une valeur de g donnée par $g = \frac{g'}{g' - 1}$ soit :

$$g = 2{,}07_6 \pm 0{,}009.$$

L'étude précédente peut être résumée dans le Tableau 7.

Tableau 7

Echantillon	g apparent	g corrigé	g déduit de g'	g'
Fer Heraeus	$2{,}09_2 \pm 0{,}015$	$2{,}10_9 \pm 0{,}03$		
Fer J.M.	$2{,}09_0 \pm 0{,}015$	$2{,}10_7 \pm 0{,}03$		
Fer Armco	$2{,}09_3 \pm 0{,}015$	$2{,}11_0 \pm 0{,}03$	$2{,}07_6 \pm 0{,}009$	$1{,}92_9 \pm 0{,}008$

Nous pouvons conclure :

1) Il y a bon accord entre les valeurs de g mesurées sur les échantillons de Fer Heraeus, de Fer J.M. et de Fer Armco.

2) Dans la limite des erreurs d'expériences, il y a accord selon la relation de K.V.V. rigoureuse entre le facteur g que nous avons déterminé par résonance et le facteur g' mesuré par effet Einstein-de Haas par A.J.P. Meyer sur le même échantillon de Fer Armco.

B - Nickel.- Les mesures que nous avons faites ont porté sur deux échantillons de Nickel Johnson-Matthey : Ni J.M.$_1$ de pureté 99,998, Ni J.M.$_2$ de pureté 99,99, sur du Nickel I.G. de pureté 99,9 °/o et sur du Nickel Raney en poudre. Ce sont les échantillons J.M.$_2$ et I.G. qu'avait utilisés A.J.P. Meyer pour la détermination du facteur g'. Les disques sur lesquels nous avons fait nos mesures ont été taillés au tour dans des culots de Nickel J.M. et I.G. Il n'est pas possible d'utiliser pour les mesures des disques amincis par laminage car les orientations préférentielles des cristal-

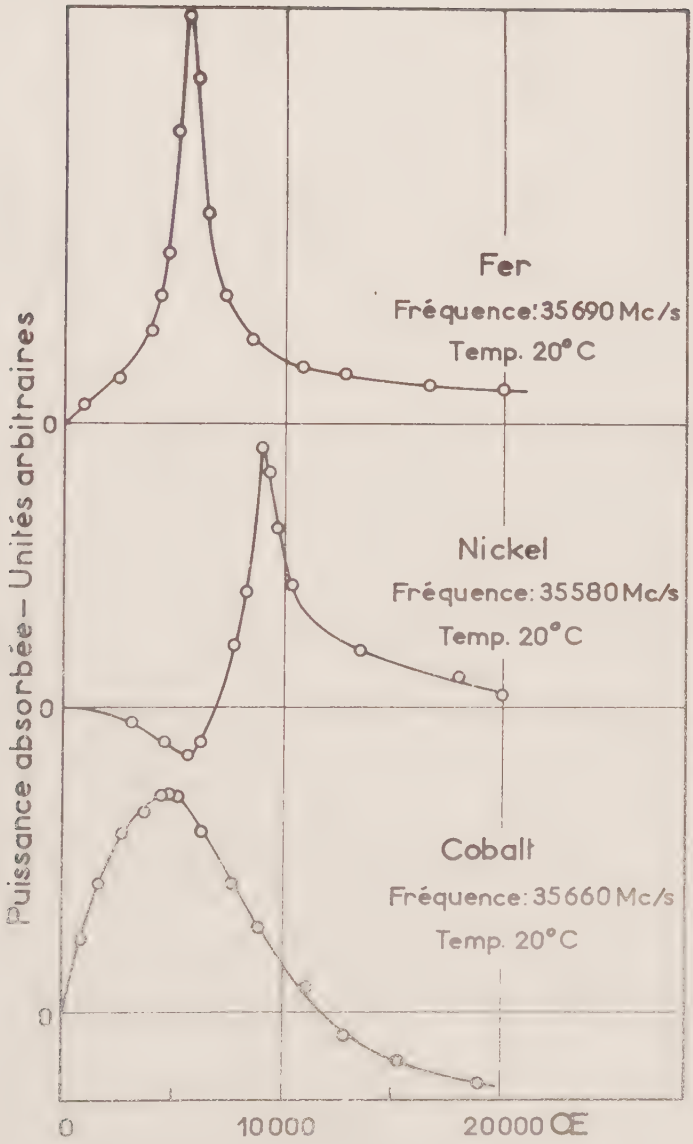

Puissance absorbée – Unités arbitraires
Fer
Fréquence: 35690 Mc/s
Temp. 20° C
Nickel
Fréquence: 35580 Mc/s
Temp. 20° C
Cobalt
Fréquence: 35660 Mc/s
Temp. 20° C
0
0
0
0
10000
20000 Œ

Fig.7

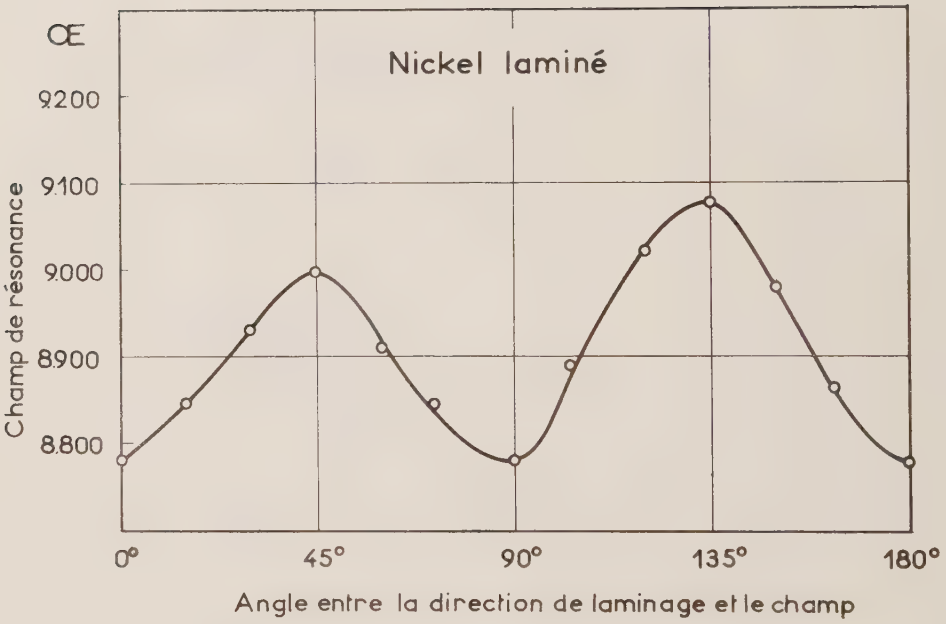

Nickel laminé
Œ
9200
9100
9000
8900
8800
Champ de résonance
0°
45°
90°
135°
180°
Angle entre la direction de laminage et le champ

Fig. 8

lites qui en résultent ne peuvent plus être détruites Afin de mettre en relief les erreurs pouvant découler de l'utilisation de disques laminés, nous avons étudié la variation du champ de résonance, en fonction de l'angle compris entre la direction de laminage et le champ, d'un disque de Nickel $J.M._1$ dont l'épaisseur avait été réduite de 5 mm à 5/100 mm par un laminage qui a été suivi d'un recuit de 1 heure à 900°C sous atmosphère d'hydrogène. Le champ de résonance varie entre 8780 et 9090 œ (fig.8) : Les valeurs de g qui seraient calculées, compte non tenu de cet effet d'orientation, seraient comprises entre $g = 2{,}21_7$ et $g = 2{,}15_9$.

Les disques ont été polis et recuits suivant la méthode indiquée au Chap. III § 4.

Nous avons aussi effectué quelques mesures sur du Nickel Raney en poudre ; cette méthode de mesure est utilisable quand les grains sont de forme sensiblement sphérique et ont des dimensions inférieures à l'épaisseur de peau. Rappelons que dans ce cas, ni le moment magnétique, ni le champ démagnétisant n'interviennent, dans la condition de résonance qui a la forme simple $\omega = \gamma . H_{ext}$. A la fréquence de 35.600 Mc/s le champ intérieur de résonance d'un disque plan est très voisin de 9000 œ (courbe de résonance fig.7) ; le champ de résonance du Nickel Raney en poudre est de 11530 œ. Les mesures sur le Nickel sont nettement moins aisées que celles sur le Fer : en effet, d'une part, le moment magnétique étant plus faible la raie d'absorption est moins intense ; d'autre part, la magnétostriction étant importante ($\lambda = 35.10^{-6}$) les tensions internes élargissent la raie de résonance et augmentent ainsi l'indétermination sur la position exacte du maximum d'absorption. Nous donnons dans le Tableau 8 pour chaque échantillon étudié les valeurs de l'aimantation I par cm^3 que nous avons utilisées pour le calcul de g ; elles ont été obtenues à partir de valeurs de σ aimantation par gramme mesurées selon la méthode d'extraction par H. Danan pour le Nickel $J.M._1$ ([17]) et par R. Barbier pour les échantillons $J.M._2$ et I.G.

Tableau 8

Echantillon	Pureté	d à 20°C	σ à 20°C dans le champ de résonance	I à 20°C dans le champ de résonance
Nickel JM_1 ([17])	99,998	8,9	55,34	492,5
Nickel JM_2	99,99	8,9	55,11	490,5
Nickel IG	99,9	8,9	55,10	490,4

Dans le Tableau 9 nous donnons pour chaque échantillon le facteur g apparent tel qu'il résulte de l'ensemble des mesures dont il a été l'objet L'erreur absolue totale maximum sur g, tenant compte à la fois de la dispersion des mesures et des sources expérimentales d'erreurs est inférieure à $\pm$ 0,02

Tableau 9

Echantillon	g apparent
Nickel JM_1	$2,19_9 \pm 0,02$
Nickel JM_2	$2,19_3 \pm 0,02$
Nickel IG	$2,16_5 \pm 0,02$
Nickel Raney	$2,20_4 \pm 0,02$

Standley et Reich ([52]) ont mesuré le facteur g du Nickel polycristallin à 24,600 Mc/s ils ont obtenu $g = 2\ 17 \pm 0,04$. Barlow et Standley ([5]) ayant effectué leurs mesures au voisinage de 35.000 Mc/s trouvent

$g = 2,17_3 \pm 0,02$ sur un monocristal
$g = 2,19_0 \pm 0,02$ sur un polycristal.

Contrairement au cas du Fer lorsque la fréquence d'étude varie la variation de la valeur mesurée de g du Nickel demeure dans la limite des erreurs d'expériences. C'est ainsi que d'après les mesures de Bloembergen ([11]) et après correction de la valeur trop faible de l'aimantation employée par cet auteur, on a
$g = 2{,}21_5 \pm 0{,}02$ à 9050 Mc/s et $g = 2{,}20_4 \pm 0{,}02$ à 24.410 Mc/s.

Il en résulte que le champ correctif H_c doit être petit devant le champ de résonance ; effectivement, d'après Standley et Stevens ([53]) on a : $H_c = 18$ œ. En portant cette dernière valeur du champ correctif dans l'équation de Kittel nous obtenons pour chaque échantillon de Nickel une valeur corrigée de g que nous donnons dans le Tableau 10

La mesure par A.J.P. Meyer du facteur g' par effet Einstein-de Haas a donné les résultats suivants :

Nickel JM_2 : $g' = 1{,}84_5 \pm 0{,}008$
Nickel IG : $g' = 1{,}85_2 \pm 0{,}010$

A ces valeurs correspondent, d'après la formule de K.V.V. rigoureuse les valeurs suivantes de g

Nickel JM_2 : $g = 2{,}18_3 \pm 0{,}010$
Nickel IG : $g = 2{,}17_4 \pm 0{,}012$

Dans le cas du Nickel, l'écart de g par rapport à 2 étant relativement important, l'intérêt de la formule de K.V.V. rigoureuse ressort immédiatement. Selon la formule classique $g = 2 \simeq 2\,g'$, les valeurs de g déduites des résultats de Meyer seraient, pour le Nickel JM_2 $g = 2{,}15_5 \pm 0{,}008$ et pour le Nickel I.G. $g = 2{,}14_8 \pm 0{,}010$. Ces valeurs sont inférieures de 1,5 % à celles obtenues à partir de la formule rigoureuse. L'ensemble des résultats se rapportant au Nickel est rassemblé dans le Tableau 10

Tableau 10

Echantillon	g apparent	g corrigé	g déduit de g'	g'
Nickel JM_1	$2,19_9 \pm 0,02$	$2,19_6 \pm 0,02$		
Nickel JM_2	$2,19_3 \pm 0,02$	$2,19_0 \pm 0,02$	$2,18_3 \pm 0,010$	$1,84_5 \pm 0,008$
Nickel IG	$2,16_5 \pm 0,02$	$2,16_2 \pm 0,02$	$2,17_4 \pm 0,012$	$1,85_2 \pm 0,010$
Nickel Raney	$2,20_4 \pm 0,02$	$2,20_2 \pm 0,02$		

De ce tableau il ressort que dans la limite des erreurs d'expériences :

1) Il y a accord entre les résultats des mesures du facteur g faites sur les divers échantillons de Nickel,

2) les valeurs des facteurs g et g' mesurées sur les mêmes échantillons obéissent à la relation $(g-1)(g'-1) = 1$.

C - Cobalt.- L'anisotropie magnétocristalline du Cobalt est très importante à la température ambiante et rend difficiles des mesures de résonance précises : en effet, d'une part, la courbe de résonance étant très élargie (fig.7) la localisation précise du maximum d'absorption est difficile, d'autre part nous n'avons pu estimer le déplacement du maximum entraîné par l'anisotropie d'un corps de structure hexagonale, le calcul de Standley et Stevens ([53]) n'étant applicable que pour un corps de structure cubique. Néanmoins, la valeur de l'énergie d'anisotropie du Cobalt devenant minimum vers 260°C ($K_1 + K_2 \simeq 0$) son effet perturbateur devient petit de sorte que les mesures de g à cette température sont entachées de moins d'erreur. Nous avons donc choisi cette température pour effectuer la mesure de g. A la fréquence de 35.500 Mc/s le champ intérieur à la résonance est de 5744 œ. L'ensemble des grandeurs physiques nécessaires au calcul de g sont données dans le tableau 11.

Tableau 11

$d_{20°C}$	Coefficient de dilatation linéaire : α	$d_{260°C}$	Aimantation par gr. σ 260° C	Aimantation par cc $I_{260°}$ C
8,84	$11 . 10^{-6}$	8,77	156,88	1375,8

La valeur de l'aimantation σ à 260°C a été mesurée par H.Danan ([17]). La valeur de g que nous déduisons de nos mesures est : $g = 2,20_4$. L'erreur absolue totale maximum est de $\pm$ 0,03.

Nous verrons au § 2 que dans le cas du Fer et du Nickel, la valeur de g est, dans la limite des erreurs d'expériences indépendante de la température. Si nous admettons qu'il en est de même pour le Cobalt, nous pouvons comparer la valeur de g mesurée à 260°C aux valeurs du facteur g' mesurées à la température ambiante par différents expérimentateurs. Dans le Tableau 12 nous donnons la valeur moyenne de g' calculée à partir des résultats obtenus par les différents auteurs : Barnett ([6]), Barnett et Kenny ([7]) et Scott ([49]). Nous y avons joint la valeur de g que l'on peut en déduire selon la relation $(g - 1)(g'-1) = 1$. Enfin, dans un but de comparaison nous avons ajouté dans ce tableau la valeur apparente de g que nous avons déduite de nos mesures à 260°C ; l'énergie d'anisotropie étant faible, le champ correctif correspondant doit être petit et g apparent très peu différent de g corrigé

Tableau 12

g mesuré à 35.500 Mc/s	g calculé par la relation de K.V.V. rigoureuse	g calculé par la relation K.V.V. classique	g'
$2,20_4 \pm 0,03$	$2,17_1 \pm 0,006$	$2,14_6 \pm 0,004$	$1,85_4 \pm 0,004$

En admettant que pour le Cobalt, comme pour le Fer et le Nickel g est indépendant de la température, on peut tirer de l'examen du tableau précédent les conclusions suivantes :

1) La relation de K.V.V. rigoureuse permet le calcul d'une valeur de g qui est en meilleur accord avec l'expérience que celle que donne la relation classique.

2) Dans le limite des erreurs d'expérience, les facteurs g' et g du Cobalt vérifient la relation de K.V.V. rigoureuse.

CONCLUSION.- Cette série de mesures avait été entreprise dans le but de vérifier avec une précision aussi grande que possible la validité de la relation de K.V.V. Les expériences de résonance faites par des auteurs précédents l'avaient été à des fréquences voisines de 9000 et 24000 Mc/s pour lesquelles le champ de résonance est relativement faible ; dans de telles conditions l'erreur sur g due à l'ignorance des valeurs exactes des champs correctifs était appréciable. C'est pourquoi, en choisissant la fréquence de travail la plus élevée possible nous avons pu en augmentant le champ de résonance diminuer l'importance relative des termes mal connus. Un grand soin a été apporté à la détermination des valeurs de l'aimantation qui ont été mesurées avec précision pour chaque échantillon par la méthode d'extraction. Enfin, nous avons fait des mesures de g sur les mêmes échantillons que ceux utilisés par A.J.P. Meyer pour la détermination de g'.

De l'ensemble de nos résultats de mesure concernant le Fer, le Nickel et le Cobalt qui ont été exposés plus haut, nous pouvons conclure que pour ces corps et dans la limite actuelle des erreurs d'expérience qui est de l'ordre de 1 °/o pour g et 0,5 °/o pour g', la relation de K.V.V. $(g-1)(g'-1) = 1$ est vérifiée Ceci signifie, qu'à des valeurs expérimentales de g situées à l'intérieur des limites des erreurs d'expérience, on peut faire correspondre des valeurs expérimentales de g' également placées à l'intérieur des limites des erreurs d'expérience et telles que ces valeurs g et g' satisfassent à la relation de K.V.V. rigoureuse. Nous avons exposé en II §4 que l'approximation du 1er ordre en A (A coefficient de couplage spin-orbite) conduit à des expressions de g' et g vérifiant la relation de K.V.V. alors qu'un calcul plus rigoureux, à l'approximation du second ordre aboutit à des expres-

sions ne vérifiant pas cette relation Seule l'augmentation de la précision des mesures résultant de l'emploi de fréquences d'étude de plus en plus élevées permettra en limitant l'incertitude sur g de préciser davantage encore le degré de validité exact de la relation de K V.V.

2 Etude de la résonance en fonction de la température L'installation de mesure telle qu'elle est décrite au Chap. III § 2 nous a permis d'observer à 25.600 Mc/s la résonance du Fer et du Cobalt dans un intervalle de températures s'étendant de -80°C à +400°C. En ce qui concerne le Nickel, qui a déjà fait l'objet de nombreuses études tant aux basses qu'aux hautes températures ([11]) ([52]) ([43]) nous n'avons effectué les mesures que de la température ambiante jusqu'au voisinage de la température de Curie.

A - Fer.- Les expériences ont porté sur un disque de Fer J.M. de pureté 99,998 °/o. Sa prépration et son traitement ont été faits selon la technique habituelle. Les valeurs de l'aimantation spécifique nécessaires au calcul de l'aimantation I aux hautes températures sont tirées du travail de Hegg ([21]). Ce sont les seules mesures existantes pour le Fer polycristallin dans ce domaine de températures. Il est nécessaire de souligner que d'après Peschard ([38]) : «la précision des mesures de moment de Hegg atteint à peine 1 °/o dans les cas favorables.» Pour la détermination de I nous avons encore utilisé pour densité du Fer à 20°C d = 7,87, et pour le calcul de la densité aux autres températures nous avons pris pour valeur du coefficient de dilatation linéaire $\alpha = 11,5.\ 10^{-6}$ Si l'on estime à 1,5 °/o l'indétermination sur les valeurs de l'aimantation données par Hegg l'erreur absolue totale maximum sur g apparent est voisine de $\pm$ 0,03. Nos résultats de mesure sont consignés dans le Tableau 13. A chaque température nous avons calculé selon la méthode de Standley et Stevens la valeur du champ correctif d'anisotropie qui nous a permis de déduire une valeur corrigée de g.

Tableau 13

T°C	I_{gauss}	g_{app}	H_c œ	g_{corr}	ΔH œ	$\frac{K_1 + K_2}{I}$ œ
82	1740,6	2,089	122	2,12	890	343
+20	1713,2	$2,09_1$	80	$2,10_9$	910	390
87	1691,6	$2,08_5$	67	$2,10_0$	920	377
163	1663,3	$2,08_0$	46	$2,09_1$	770	338
232	1632,7	$2,06_6$	30	$2,07_3$	580	289
279	1608,3	$2,06_9$	21	$2,07_4$	550	252
324	1581,6	$2,07_8$	13	$2,08_1$	450	215
352	1565,3	$2,07_3$	11	$2,07_5$	510	193
398	1536,1	$2,06_8$	7	$2,07_0$	440	156

Les résultats expérimentaux semblent indiquer une légère décroissance de g_{app} quand la température augmente, cependant l'écart entre les valeurs extrêmes de g_{app} est très inférieur aux erreurs d'expériences. En ce qui concerne g_{corr} la décroissance semble plus nette, néanmoins il faut noter que l'indétermination sur g_{corr} est supérieure à celle qui existe sur la valeur de g_{app} par suite de l'incertitude difficile à évaluer sur H_c.

En conclusion, lorsque la température varie de -80°C à +400°C il n'est pas possible de mettre en évidence une variation thermique du facteur g toutes les valeurs obtenues étant comprises dans la limite des erreurs d'expériences.

Les résultats rassemblés dans le Tableau 13 montrent en outre que la largeur de raie de résonance diminue quand la température augmente (fig.9).

Une publication récente de D.S. Rodbel ([45]) qui a étudié à 9000 Mc/s la résonance d'un «whisker» de Fer dans un intervalle

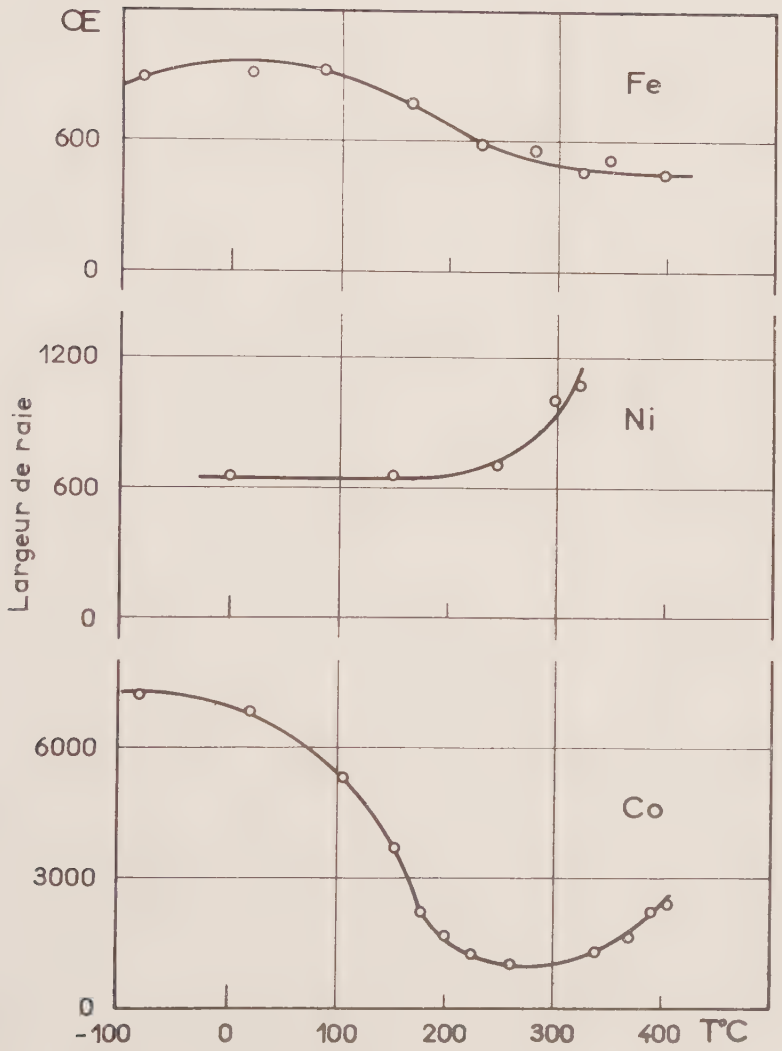

OE
600
0
Fe
1200
600
0
Ni
Largeur de raie
6000
3000
0
Co
-100
0
100
200
300
400
T°C

Fig.9

de températures allant de 196°C à 800°C confirme que g est indépendant de la température et selon cet auteur égal à $2\,05 \pm 0\,01$

3 Nickel Nous avons étudié la résonance en fonction de la température d'un disque de Nickel J.M.$_1$ de pureté 99,998 °/o. Ce disque a été préparé suivant la méthode habituelle. Les valeurs de l'aimantation spécifique ont été tirées du travail de Weiss et Forrer ([60]). Pour le calcul de l'aimantation I aux différentes températures, nous avons utilisé pour valeur de la densité à 20°C . $d = 8,90$ et pour coefficient de la dilatation linéaire $\alpha = 12,5.10^{-6}$. L'erreur totale maximum sur g peut être estimée à : $\pm 0,03$. Bien que la précision des mesures de moment du Nickel soit supérieure à celle du Fer, l'erreur sur g est du même ordre de grandeur par suite de l'indétermination plus grande sur le valeur exacte du champ de résonance consécutive à la largeur accrue des courbes de résonance et à la diminution de sensibilité due à un moment magnétique plus faible. Nos résultats d'expériences sont rassemblés dans le Tableau 14.

Tableau 14

T°C	I_{gauss}	g_{app}	H_c œ	g_{corr}	H œ
20	492,5	$2,19_9$	18	$2,19_6$	650
151	435,0	$2,17_3$		$2,17_3$	650
200	409,7	$2,18_0$		$2,18_0$	
246	363,5	$2,18_9$		$2,18_9$	700
297	295,8	$2,17_0$		$2,17_0$	1000
323	245,2	$2,19_2$		$2,19_2$	1070

Pour les mesures faites au dessus de la température ambiante le champ correctif H_c devient négligeable par suite de la diminution de l'énergie d'anisotropie

Il ressort de ce tableau que :

1) dans l'intervalle de températures étudié le facteur g est constant, dans la limite des erreurs d'expériences.

2) la largeur de raie du Nickel croît avec la température (fig.9). Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus antérieurement par Bloembergen ([11]), Standley et Reich ([52]), qui ont pu effectuer leurs mesures jusqu'au point de Curie ce que ne permet pas la sensibilité moins grande de notre installation.
Reich ([43]) a de plus vérifié la constance du facteur g du Nickel jusqu'à 4°K.

C Cobalt. Les mesures ont porté sur du Cobalt du Haut-Katanga fondu et pur à 99,9 °/o. L'échantillon étudié était sous la forme d un disque taillé dans le culot, poli et recuit selon la technique habituelle. Les valeurs de l'aimantation spécifique aux hautes-températures ont été mesurées par H. Danan ([17]). Pour déterminer I, aimantation par unité de volume, nous avons calculé les valeurs de la densité aux hautes températures en prenant pour densité à 20°C $d = 8{,}84$ et pour coefficient de dilatation linéaire : $\alpha = 11.10^{-6}$.

Ainsi que nous l'avons vu au § 1 C de ce chapitre, aux températures autres que la température d'isotropie (360°C) il n'est possible de déterminer que les valeurs apparentes de g. Ce ne sont donc que ces valeurs que nous donnons dans le Tableau 15. Nous avons discuté au § 1 C la valeur de g mesurée à la température d'isotropie. En ce qui concerne les valeurs apparentes de g aux autres températures, nous n'en tirerons aucune conclusion. Du Tableau 15 il ressort encore que la largeur de raie est minimum à la température d'isotropie (fig.9).

Tableau 15

T°C	I_{gauss}	g_{app}	Largeur de raie œ	$\frac{K_1 + K_2}{I}$ œ
-80	1457,9	2,38	7200	5202
20	1440,0	2,38	6800	4250
107	1420,2	2,38	5300	2370
150	1409,2	2,38	3700	1533
177	1401,6	2,37	2200	1075
200	1394,8	2,27	1660	720
226	1386,8	2,21	1220	416
261	1375,8	$2,20_4$	1000	50
338	1348,8	$2,25_6$	1290	745
370	1338,5	2,27	1620	1090
391	1334,1	2,29	2190	1303
407	1322,0	2,31	2350	

D) Discussion des résultats de l étude thermique de la résonance.

a) Facteur g. Nos expériences n'ont pas permis de mettre en évidence une variation thermique éventuelle du facteur g du Fer dont toutes les valeurs demeurent comprises dans les limites des erreurs d'expériences. La même conclusion est valable pour le facteur g du Nickel : nos résultats confirment donc ceux obtenus par les expérimentateurs antérieurs. En ce qui concerne le Cobalt l'étude thermique de g ne pourra être réalisée que sur des monocristaux : dans ce cas seulement l'influence de l'anisotropie sur la condition de résonance est calculable rigoureusement ([2]). Selon Bloembergen ([11]) la constance éventuelle de g lorsque la température varie s expliquerait de la façon suivante : les change-

ments des paramètres du réseau dans les intervalles de températures explorés ont une amplitude trop faible pour modifier de façon sensible l intensité du champ cristallin qui fixe la proportion de moment orbital mobilisable. C est ainsi que pour le Nickel, de 4°K à la température de Curie (631°K) le paramètre du réseau varie de 3,505 à 3,520 A soit moins de 0,5 °/o. Pour le Fer, de 0°C à 400°C le paramètre varie de 2,86 à 2,875 A soit 0,5 °/o.

b) Largeur de raie (fig. 9). Nous avons vu au Chap. II § 4E que la largeur de raie de résonance est la somme d un élargissement dû à l anisotropie magnétocristalline et d une largeur naturelle due à la relaxation et donnée par la relation (36). Il n existe pas encore de méthode permettant le calcul rigoureux de la valeur de l élargissement dû à l anisotropie. On l estime, en général de l ordre de $\frac{K_1}{I}$ ce qui correspond à la température ambiante à 250 œ pour le Fer, 70 œ pour le Nickel et 3500 œ pour le Cobalt. Le cas du Fer et du Cobalt où l élargissement par anisotropie est important est donc à distinguer de celui du Nickel où cette cause d élargissement est négligeable.

Nickel.- Contrairement à ce qui a lieu pour le Fer et le Cobalt la largeur de raie du Nickel polycristallin croît lorsque la température s élève au-dessus de la température ambiante. L élargissement par anisotropie étant négligeable il en résulte que la largeur de raie est due principalement à la relaxation à laquelle elle est liée par la relation (36). Nous avons vu que la théorie de Kittel et Abrahams rend compte de façon satisfaisante des largeurs de raies mesurées aux températures bien inférieures au point de Curie ($\frac{T}{\theta} < 0,5$) ; elle n explique cependant pas l accroissement de la largeur de raie au voisinage de la température de Curie.

Fer et Cobalt.- La théorie de Kittel et Abrahams montre qu aux températures très inférieures à la température de Curie la largeur de raie due à la relaxation doit demeurer constante. Il en résulte que dans l intervalle 80°C à +400°C dans lequel nous avons effectué nos mesures les variations observées de la largeur de raie du Fer et du Cobalt sont dues aux variations de l énergie d anisotropie. Cela ressort en particulier des Tableaux

13 et 15 dans lesquels nous avons porté, à chaque température, à côté de la largeur de raie, la valeur du rapport $\frac{K_1}{I} + \frac{K_2}{I}$. L importance du terme en K_2 ressort de ce que c est précisément à la température où $K_1 + K_2 \simeq 0$ que la largeur de raie du Cobalt est minimum. Les valeurs de K_1 et K_2 ont été mesurées pour le Fer et le Cobalt pour Honda et Masumoto ([22]) ([23]).

3. **Etude expérimentale de la résonance d alliages ferromagnétiques.**- La résonance d'alliages composés de métaux ferromagnétiques et d'éléments non ferromagnétiques a déjà fait l'objet de travaux nombreux : c'est ainsi qu'ont été étudiés les alliages Fe-Si ([3]) ([4]) ([35]) ([44]), Ni-Cu ([33]) ([52]), Ni-Al ([52]), Ni-Sb ([52]). Ces études ont montré que pour ces alliages le facteur g est indépendant de la concentration et qu'il demeure égal, à la précision des expériences près, au facteur g du métal ferromagnétique. Dans notre travail expérimental nous avons étendu les études précédentes aux alliages formés de deux éléments ferromagnétiques : alliages Fe-Ni, Fe-Co, Co-Ni. Dans chacune de ces séries nous avons mesuré le facteur g d'un certain nombre d'alliages : ceci nous a permis d'établir expérimentalement comment varie le facteur g en fonction de la composition. Nous avons comparé la variation observée de g à celle que permet de calculer la relation de Wangsness-Tsuya (40). Enfin, Barnett et Kenny ([6]) ([7]) ayant mesuré les facteurs g d alliages de chacune de ces trois séries, nous avons cherché à vérifier si leurs résultats sont en accord avec les nôtres selon la relation de K.V.V. rigoureuse. Nous avons complété nos mesures en étudiant les alliages Fe-Cr et Ni-Cr. Dans ces alliages, les atomes de Cr, ont un moment dont l orientation est sans doute antiparallèle à celle des moments de l élément ferromagnétique. Il nous a paru intéressant de vérifier si les conclusions tirées de l'étude des différents autres types d'alliages pouvaient être étendues aux alliages qui contiennent des porteurs de moments orientés antiparallèlement.

Parmi les alliages que nous avons étudiés il en est dont l'énergie d'anisotropie magnétocristalline n est pas connue avec précision et il ne nous a alors pas été possible de calculer le champ correctif H_c. Dans la suite de ce paragraphe nous ne donnerons donc que les valeurs apparentes de g. Toutefois, lorsque

l'énergie d'anisotropie devient importante, la valeur apparente risque d'être très différente de la valeur vraie et nous ne donnerons alors aucun résultat.

A - Alliages Fe-Ni.- Dans le diagramme d'équilibre du système Fe-Ni on distingue à température ambiante trois intervalles de compositions : de 0 à 25 °/o at. Ni la structure est celle du cube centré (α) ; de 65 à 100 °/o Ni la structure est celle du cube à faces centrées (γ) ; de 25 à 65 °/o at. Ni il y a mélange des phases α et γ. Les propriétés magnétiques de ces alliages ont été étudiées par M. Peschard ([38]).

Les alliages dont nous avons observé la résonance ont été préparés par fusion sous vide dans un four à induction à partir de Fer et de Nickel purs par V. Marian. Les aimantations spécifiques des alliages, mis à part ceux à 91 et 96 °/o de Nickel, ont été déterminées par interpolation à partir des mesures de M. Peschard ([38]). Les aimantations spécifiques des alliages à 91 et 96 °/o Ni ont été mesurées par la méthode d'extraction. Pour le calcul de l'aimantation par unité de volume I nous avons utilisé les valeurs de la densité données par Bozorth ([14]). L'erreur absolue totale maximum sur g peut être estimée à $\pm$ 0,02. Nos résultats sont rassemblés dans le Tableau 16.

Tableau 16

°/o at. Ni	I_{gauss}	g	Largeur de raie Oe
Fer J.M.	1707	$2,09_0$	910
12,4	1701	$2,09_5$	710
25,0	1576	$2,10_2$	700
52,5	1221	$2,10_4$	260
60,0	1138	$2,10_3$	320
75,0	929,3	$2,10_8$	220
87,2	723,5	$2,13_3$	340
91,0	640,8	$2,14_3$	350
96,0	564,2	$2,16_2$	490
Nickel J.M.	492,5	2,19	650

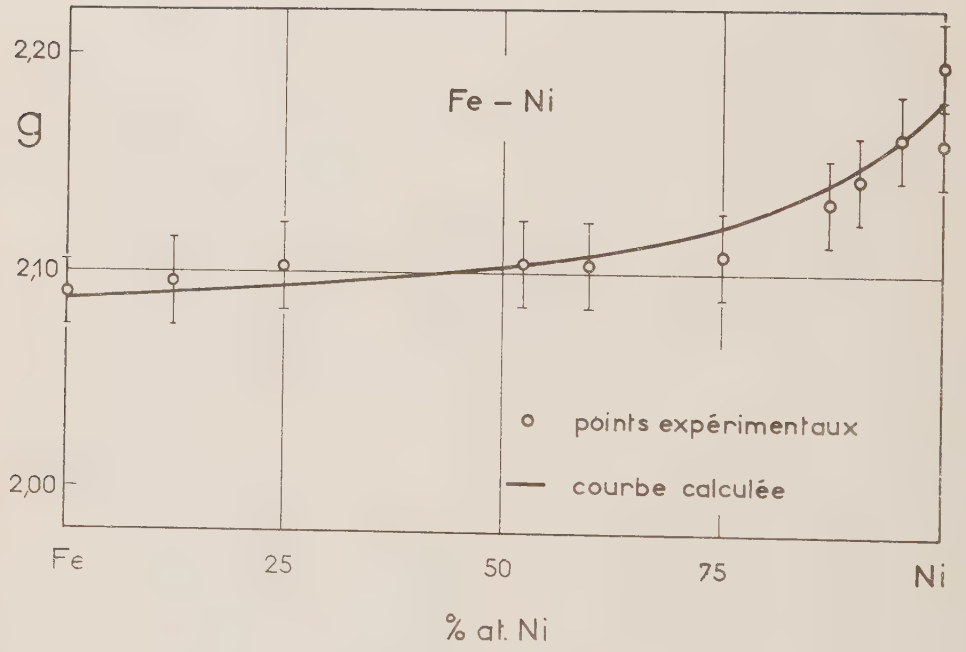

2,20
g
2,10
2,00
Fe – Ni
points expérimentaux
courbe calculée
Fe
25
50
75
Ni
% at. Ni

Fig.10

a) Facteur g.- Le facteur g qui est très voisin de 2,09 pour le Fer croît lentement jusqu'à 75 °/o Ni ($g = 2,10_8$), puis plus rapidement pour atteindre une valeur voisine de 2,19 pour le Nickel (fig.10). Nous allons comparer cette variation expérimentale de g à celle que permet de calculer la formule de Wangsness Tsuya : $g = \dfrac{\mu_1 x + \mu_2(1-x)}{\dfrac{\mu_1}{g_1}x + \dfrac{\mu_2}{g_2}(1-x)}$. L'emploi de cette formule exige la connaissance de μ_1 et μ_2, moments atomiques à la température ambiante du Fer et du Nickel dans les alliages Nous avons vu qu'en phase γ, d'après les mesures de Shull et Wilkinson, les moments du Fer et du Nickel sont respectivement voisins de 2,8 μ_B et 0,60 μ_B. Dans les alliages en phase α nous admettons que le moment du Fer est voisin de 2,2 μ_B et que celui du Nickel reste égal à 0,60 μ_B. On obtient le meilleur accord possible entre les valeurs mesurées de g et celles calculées par la formule de Wangsness et Tsuya en utilisant pour le facteur g du Fer dans l'alliage $g_1 = 2,08_5$ et celui du Nickel $g_2 = 2,18_0$. Ces valeurs s'appliquent aussi bien en phase α qu'en phase γ et elles sont comparables à celles correspondant aux métaux purs L'écart entre les points expérimentaux et ceux ainsi calculés est toujours inférieur aux erreurs d'expériences (Tableau 17 et fig.10).

Tableau 17

°/o at. Ni	12,4	25,0	52,5	60,0	75,0	87,2	91,0	96,0
g exp.	$2,09_5$ $\pm 0,02_0$	$2,10_2$ $\pm 0,02_0$	$2,10_4$ $\pm 0,02_0$	$2,10_3$ $\pm 0,02_0$	$2,10_8$ $\pm 0,02_0$	$2,13_3$ $\pm 0,02_0$	$2,14_3$ $\pm 0,02_0$	$2,16_2$ $\pm 0,02_0$
g calc.	$2,09_0$	$2,9_4$	$2,10_4$	$2,10_8$	$2,12_1$	$2,14_2$	$2,14_9$	$2,16_2$

D'autre part, les facteurs magnétomécaniques g' des alliages Fe-Ni mesurés par Barnett et Kenny ([7]) et ceux mesurés par Scott ([48]) aux aimantations élevées, s'avèrent être en bon acoord avec nos résultats : ils satisfont, dans la limite des erreurs d'expériences, à la relation de K.V.V. rigoureuse (fig. 11).

En ce qui concerne le facteur g des alliages Fe-Ni nous pouvons donc conclure :

1) La formule de Wangness-Tsuya représente à la précision des expériences près la variation du facteur g mesuré en fonction de la concentration.

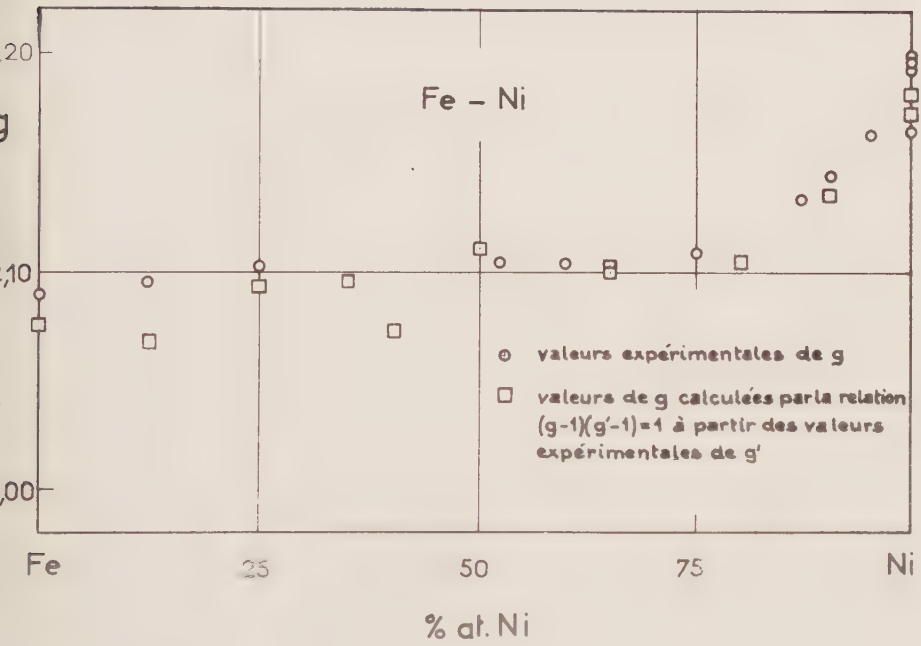
2) de cet accord il résulte que les facteurs g des atomes de Fer et de Nickel dans les alliages Fe-Ni ont des valeurs sensiblement égales à celles qu'ils ont dans les métaux purs indépendamment de la structure cristalline de l'alliage et dans le cas du Fer indépendamment de son moment (2,2 μ_B en phase α : 2,8 μ_B en phase γ).

3) les facteurs g' et g de ces alliages vérifient la relation de K.V.V. rigoureuse.

b) Largeur de raie. - La largeur de raie décroît de 910 oe pour le Fer vers un minimum de l'ordre de 200 oe au voisinage de 75 °/o Ni pour croître ensuite jusqu'à 650 oe largeur de raie du Nickel. Le minimum de ΔH coïncide avec le minimum de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline qui existe vers 75 °/o Ni.

B - Alliages Fe-Co. - A la température ambiante on distingue sur le diagramme d'équilibre du système Fe-Co cinq intervalles de compositions. De 0 à 75 °/o at. Co la structure est celle du cube centré (α) ; de 89 à 94 °/o at.Co la structure est celle du cube à faces centrées (γ) et de 75 à 89 °/o at.Co. il y a mélangede phases α et γ. Enfin de 96 °/o à 100 °/o la structure est hexagonale (ε) et il y a mélange des phases γ et ε de 94 à 96 °/o at. Co. Les propriétés magnétiques de ces alliages ont été étudiées par Weiss et Forrer ([61]).

La détermination par diffraction des neutrons des moments du Fer et du Cobalt dans les alliages Fe-Co n a pas été faite. D autre part, cette détermination n'est possible, par extrapolation de la courbe de la variation de moment de l'alliage que dans les intervalles de concentrations où cette variation est linéaire. De 0 à 50 °/o at.Co la variation du moment étant curviligne il ne


Fe – Ni
valeurs expérimentales de g
valeurs de g calculées par la relation (g-1)(g'-1)=1 à partir des valeurs expérimentales de g'
Fe
25
50
75
Ni
% at. Ni

peut en être tiré nul renseignement certain sur les valeurs des moments. De 50 à 100 °/o Co la variation du moment est sensiblement linéaire et l extrapolation donne environ 2,8 μB pour le Fer et 1,71 μ_B pour le Cobalt.

Parmi les alliages que nous avons étudiés les suivants ont été préparés par Weiss et Forrer et utilisés dans leur travail : 5,12 °/o ; 10,5 °/o ; 22,3 °/o ; 34,3 °/o ; 88,6 °/o ; 92,2 °/o ; Les valeurs correspondantes de l'aimantation sont tirées de leur publication. Nous avons préparé par fusion sous vide dans un four à induction à partir du Fer I.G. de pureté 99,9 °/o et de Cobalt électrolytique de pureté 99,9 °/o les alliages suivants : 25 °/o 34,6 °/o ; 50 °/o ; 60,1 °/o. Leur aimantation spécifique dans le champ de résonance a été mesurée suivant la méthode d'extraction par R. Barbier. Pour le calcul de l aimantation par unité de volume I nous avons utilisé les valeurs de la densité données par Weiss et Forrer. L erreur absolue totale maximum sur g peut être évaluée à ±0,025 Nos résultats expérimentaux sont réunis dans le Tableau 18.

Tableau 18

Composition °/o at. Co	I gauss	g	Largeur de raie œ
Fer J.M.	1707,4	$2,09_0$	910
5,12	1753,3	$2,07_2$	920
10,5	1799,6	$2,09_1$	810
22,3	1892,0	$2,06_9$	720
25,0	1893,0	$2,08_6$	820
34,3	1922,3	$2,11_8$	490
34,6	1909,8	$2,12_6$	520
50,0	1899,0	$2,14_3$	460
60,1	1815,3	$2,15_0$	1550
88,6	1527,7	$2,15_9$	1150
92,2	1505,9	$2,17_6$	1160
Co	1440,0	$2,20_4$	6800

a) Facteur g.- Le facteur g demeure sensiblement constant jusqu'à 25 °/o Co puis aux concentrations supérieures augmente presque linéairement jusqu'au Cobalt. Afin de pouvoir vérifier si la formule de Wangsness-Tsuya rend compte de façon satisfaisante des variations expérimentales de g il est nécessaire de connaître les moments du Fer et du Cobalt dans les alliages. Nous adopterons ensuite pour les facteurs g des métaux dans les alliages les valeurs donnant le meilleur accord avec l'expérience. Nous avons vu plus haut que ce n'est qu'au delà de 50 °/o de Co qu'il est possible de déterminer, par extrapolation, des valeurs approchées des moments du Fer et du Cobalt ; pour ces compositions nous prendrons les valeurs ainsi obtenues, c.à.d $2,8\ \mu_B$ pour le Fer et $1,71\ \mu_B$ pour le Cobalt. Les valeurs de g du Fer et du Cobalt dans les alliages qui donnent le meilleur accord entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales sont respectivement $g_1 = 2,09_0$ et $g_2 = 2,20_0$ (Tableau 19, fig.12). Ces valeurs qui, dans la limite des erreurs d'expériences s'appliquent aussi bien aux alliages en phase α qu'à ceux en phase γ sont sensiblement égales aux valeurs des facteurs g des métaux purs.

Tableau 19

°/o at.Co	50,0	60,1	88,6	92,2
g exp.	$2,14_3 \pm 0,02_5$	$2,15_0 \pm 0,02_5$	$2,15_9 \pm 0,02_5$	$2,17_6 \pm 0,02_5$
g calc.	$2,13_6$	$2,14_7$	$2,18_2$	$2,18_7$

Les facteurs magnétomécaniques de 7 alliages Fe-Co ont été mesurés par Barnett et Kenny (7). L'accord avec nos résultats, selon la relation de K.V.V. rigoureuse, est bon pour 4 alliages (30 °/o, 50 °/o, 80°/o, 90 °/o), l'accord est médiocre pour trois alliages (20 °/o, 60 °/o, 70 °/o). (Fig.13).

De cette étude du facteur g des alliages Fe-Co nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

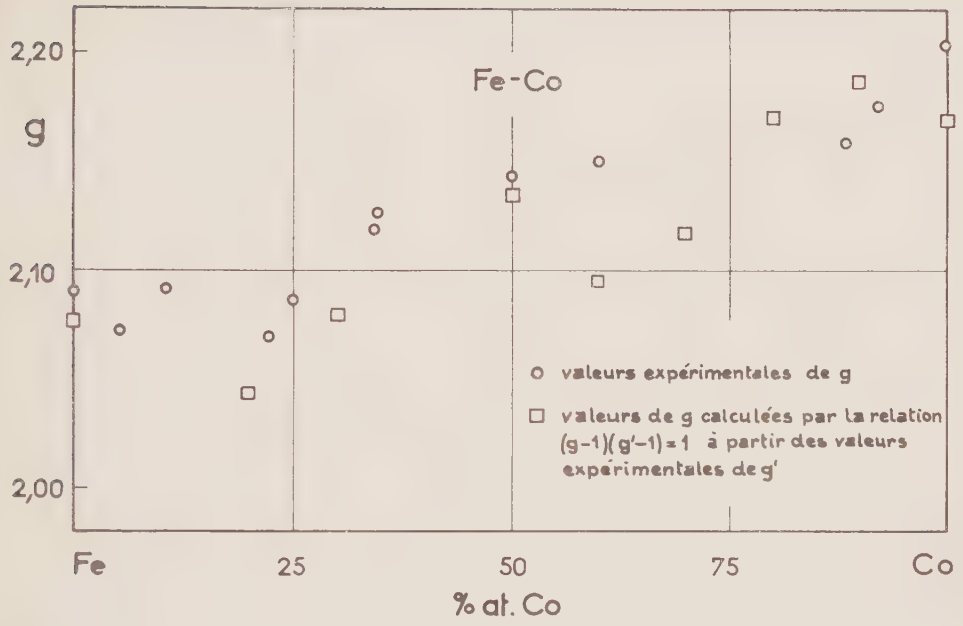

2,20
g
2,10
2,00
Fe-Co
o valeurs expérimentales de g
□ valeurs de g calculées par la relation (g-1)(g'-1)=1 à partir des valeurs expérimentales de g'
Fe
25
50
75
Co
% at. Co

Fig.13

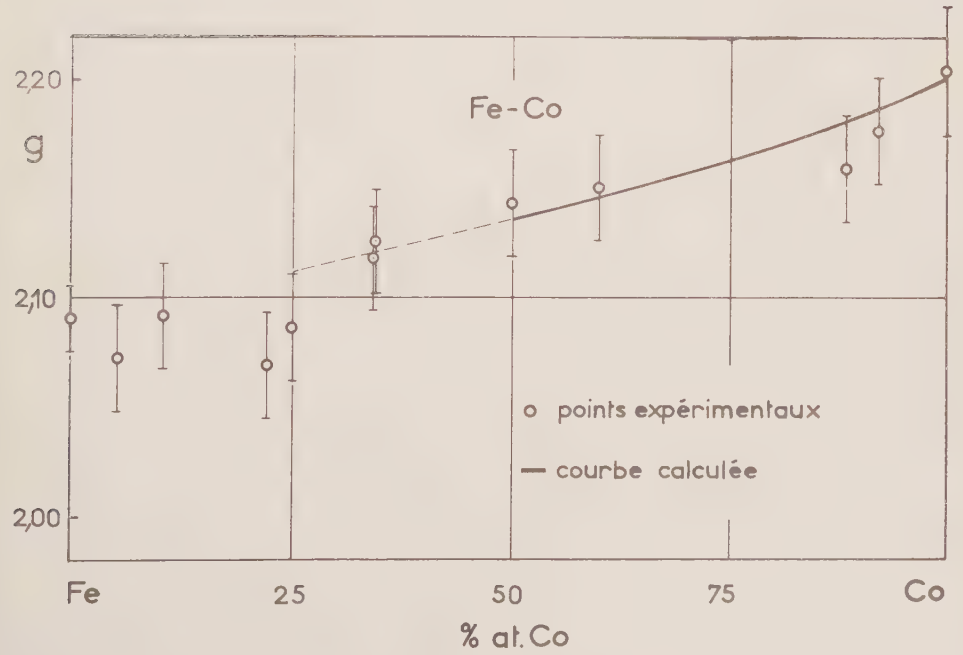

2,20
g
2,10
2,00
Fe-Co
o points expérimentaux
— courbe calculée
Fe
25
50
75
Co
% at.Co

Fig.12

1) dans l'intervalle de compositions où peuvent être estimées les valeurs des moments du Fer et du Cobalt, la formule de Wangsness Tsuya représente à la précision des expériences près la variation du facteur g en fonction de la concentration.

2) de cet accord il résulte encore que dans les intervalles de concentrations considérés les facteurs g du Fer et du Cobalt dans les alliages ont des valeurs pratiquement égales à celles qu'ils ont dans les métaux purs, indépendamment de la structure cristalline de l'alliage.

3) La formule de K.V.V. rigoureuse est bien vérifiée pour quatre des sept alliages étudiés par Barnett et Kenny : pour les trois autres l'accord est médiocre.

b) Largeur de raie.- La largeur de raie égale à 910 œ pour le Fer décroît vers un minimum de l ordre de 500 œ au voisinage de 50 °/o pour croître ensuite très rapidement vers 6800 œ largeur de raie du Cobalt. Le minimum de la largeur de raie coïncide avec le minimum de l'énergie d'anisotropie qui se place au voisinage de la composition équiatomique.

C Alliages Co Ni. Le diagramme d équilibre du système Co Ni montre à la température ambiante trois intervalles de compositions de 0 à 65 °/o at. de Co la structure est celle du cube à faces centrées (γ) ; de 75 à 100 °/o Co la structure est hexagonale (ε) et de 65 à 75 °/o at. Co il y a mélange des phases γ et ε. Les propriétés magnétiques de ces alliages ont été étudiées par Weiss Forrer et Birch ([61]). Le moment magnétique décroît de façon sensiblement linéaire du Cobalt au Nickel ; on peut en déduire que, les atomes de Cobalt et de Nickel ont dans ces alliages un moment égal à celui qu'ils ont dans les métaux c.à.d. 1,71 μ_B pour le Cobalt et 0,60 μ_B pour le Nickel. L énergie d anisotropie connue dans tout le domaine γ s'annulle successivement vers 5 °/o et 18 °/o at. de Co ; elle croît ensuite régulièrement jusqu'à 65 °/o de Co. Les valeurs de K n'ont pas été mesurées au-delà de cette dernière composition : elles doivent cependant être élevées ainsi que cela ressort de l augmentation très rapide de la dureté magnétique.

Les alliages que nous avons étudiés sont ceux là même qui ont servi aux mesures d'aimantation de Weiss, Forrer et Birch ; nous avons donc utilisé dans nos calculs les valeurs de l'aimantation σ obtenues par eux. Pour la détermination de l'aimantation I par cm3 nous avons calculé la densité en supposant linéaire sa variation entre le Cobalt et le Nickel ; d'après Yamamoto cité par Bozorth ([14]) ceci est le cas pour toutes les compositions excepté de 60 à 80 °/o Co, intervalle de compositions où la densité tombe à 8 6. L'erreur absolue totale maximum sur g peut être estimée à $\pm$ 0 02_5. Nos résultats expérimentaux sont rassemblés dans le Tableau 20.

Tableau 20

°/o at.Co	I_{gauss}	g	Largeur de raie œ
Ni J.M.$_1$	490,5	$2,19_9$	650
18,4	684,6	$2,18_8$	620
31,5	816,1	$2,19_1$	510
48,4	979,3	$2,16_9$	650
60,4	1103,5	$2,18_1$	680
66,2	1159,7	$2,19_8$	820
72,15	1207,2	-	2680
79,8	1268,5	-	3100
89,7	1344,6	-	3700
Co	1440,0	-	6800

a) Facteur g.- Dans tout le domaine d'existence de la phase γ les valeurs mesurées de g sont comprises entre $2,16_9$ et $2,19_9$. Eu égard aux valeurs de $\frac{K_1}{I}$([14]) la correction d'anisotropie dans ce domaine est certainement inférieure à 0,3 °/o. La variation exacte de K_1 au passage de la phase γ à la phase ε n'est pas con-

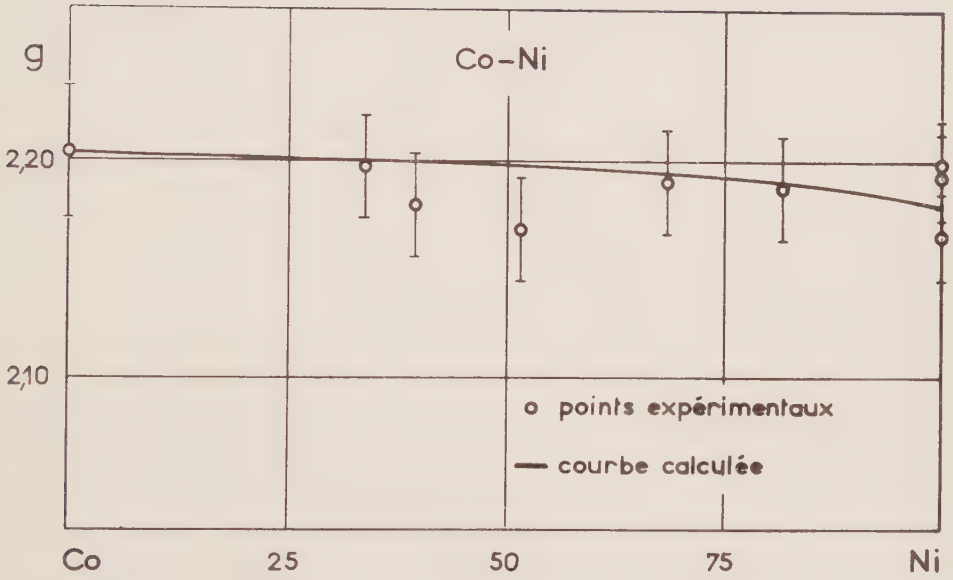

g
Co-Ni
2,20
2,10
o points expérimentaux
courbe calculée
Co
25
50
75
Ni
% at. Ni

Fig.14

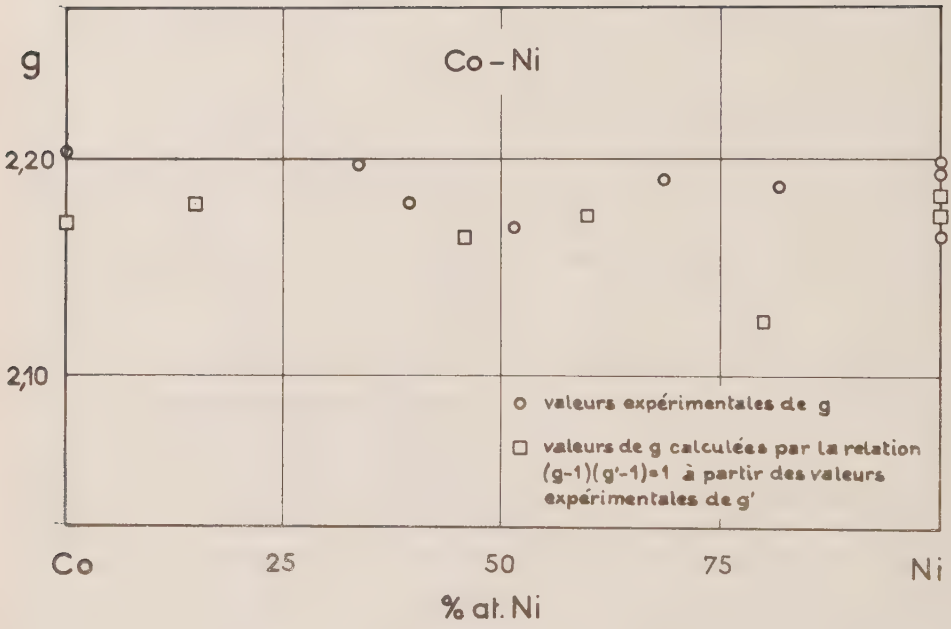

g
Co – Ni
2,20
2,10
valeurs expérimentales de g
valeurs de g calculées par la relation (g-1)(g'-1)=1 à partir des valeurs expérimentales de g'
Co
25
50
75
Ni
% at. Ni

Fig.15

nue : néanmoins, ainsi que nous l'avons vu plus haut, cette variation est certainement élevée. Il en résulte que dans le domaine de stabilité de la structure ε la correction d'anisotropie devient trop importante pour que l'on puisse considérer la valeur apparente de g comme voisine de sa valeur vraie et attacher un sens physique à ses variations C'est pourquoi nous n indiquons pas les valeurs apparentes de g mesurées aux concentrations supérieures à 66 °/o at.Co Lorsque dans la formule de Wangsness Tsuya on porte les valeurs des moments déterminées par extrapolation : 1,71 μ_B pour le Cobalt et 0,60 μ_B pour le Nickel et que l'on prend pour le facteur g du Cobalt dans l'alliage la valeur $g_1 = 2{,}20_4$ correspondant au métal pur et pour le Nickel dans l'alliage $g_2 = 2{,}18_0$ l'on obtient des valeurs calculées de g qui dans la limite des erreurs d'expériences sont en bon accord avec les valeurs mesurées (Tableau 21, fig.14).

Tableau 21

°/o at.Co	18,4	31,5	48,4	60,4	66,2
g exp.	$2{,}18_8 \pm 0{,}02_5$	$2{,}19_1 \pm 0{,}02_5$	$2{,}16_9 \pm 0{,}02_5$	$2{,}18_1 \pm 0{,}02_5$	$2{,}19_8 \pm 0{,}02_5$
g calc	2.19_1	$2\,19_3$	$2\,19_7$	$2\,19_9$	$2\,19_9$

Les facteurs magnétomécaniques de 4 alliages Ni Co ont été mesurés par Barnett ([6]) et Kenny ([7]). Tous leurs résultats, excepté celui concernant l'alliage à 20 °/o Ni, sont, dans la limite des erreurs d'expériences, en accord selon la relation de K.V.V. rigoureuse avec nos propres résultats (fig.15).

Comme nous l'avons fait pour les séries d'alliages précédentes, nous pouvons conclure pour les alliages Co-Ni :

1) la formule de Wangsness-Tsuya représente à la précision des expériences près la variation en fonction de la composition du facteur g des alliages Co-Ni en phase γ.

2) De cet accord il résulte de plus que le Cobalt et le Nickel ont dans les alliages Co-Ni en phase γ des facteurs g sensiblement égaux à ceux des métaux purs.

3) Les facteurs g' et g des alliages Co-Ni en phase γ satisfont à la relation de K.V.V. rigoureuse.

b) Largeur de raie - La largeur de raie des alliages en phase γ de 0 à 65 °/o at. de Co peut être considérée eu égard aux erreurs d'expériences comme constante et de l'ordre de 600 œ. L'apparition de la phase ε à partir de 65 °/o se traduit par un accroissement de la largeur de raie qui passe de 810 œ pour 65 % Co à 2800 œ pour 72,15 °/o Co En phase ε la largeur augmente très rapidement avec la concentration en Co. La comparaison des variations, d'une part de la largeur de raie, d'autre part de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline permet de remarquer que :

1) Il n'y a pas de minimum de la largeur de raie associé à l'annulation de l'énergie d'anisotropie vers 18 °/o Co.

2) L'augmentation de la largeur de raie, quand apparaît la phase ε est sans doute liée à la valeur de l'énergie d'anisotropie de cette phase qui doit élevée d'après les valeurs connues de sa dureté magnétique.

D - Alliages du Fer et du Nickel avec le Chrome.

a) Alliages Fe-Cr. Ces alliages, lorsqu'ils cristallisent dans le réseau du cube centré (α), sont ferromagnétiques à la température ambiante jusqu'au voisinage de 70 °/o at. de Cr. Cependant cette phase α n'est stable à la température ambiante que de 0 à 20 °/o at. de Cr, Entre 20 et 75 °/o at. de Cr, les alliages contiennent une proportion variable d'une phase non ferromagnétique Le moment des alliages en phase α décroît régulièrement par addition de Cr la diminution du moment est légèrement plus rapide que si le Cr était un simple diluant. Shull et Wilkinson ([50]) ont montré par diffraction des neutrons que dans cette série d'alliages le Fer conserve un moment très sensiblement égal à 2,2 μ_B alors que le moment du Chrome serait orienté antiparallèlement à celui du Fer et inférieur à 0,4 μ_B ; c'est aussi un moment de 0,4 μ_B que les études par diffraction de neutrons font

attribuer à l'atome de Chrome dans le métal D'après les mesures par diffraction aux rayons X faites par Weiss et de Marco ([62]) il semble que ce moment du chrome soit du à la présence de 0.4 électrons dans la couche 3d L'anisotropie magnétocristalline connue jusqu'à 30 °/o de Chrome décroît par addition de Chrome Les alliages ont été préparés dans un four H.F. par fusion sous vide de Fer I.G pur à 99,9 °/o et de Chrome pur à 99,9 °/o. Nous n'avons étudié que les alliages de 0 à 20 °/o de Cr, la précipitation possible de la phase σ rendant les mesures incertaines aux concentrations supérieures Les aimantations spécifiques dans le champ de résonance ont été mesurées suivant la méthode d'extraction par R. Barbier. Les densités ont été tirées du travail de Pomey ([41]). L erreur absolue maximum sur g peut être évaluée à : $\pm$ 0,025. Nos résultats expérimentaux sont exposés dans le Tableau 22.

Tableau 22

Composition °/o at. Cr	Aimantation gauss	g	Largeur de raie œ
Fer J.M.	1707	$2,09_0$	910
2,5	1672	$2,08_9$	680
4,8	1622	$2,08_7$	1000
8,0	1571	$2,08_3$	780
12,5	1450	$2,07_4$	540
20,0	1291	$2,08_8$	660

Ces résultats montrent que :

1) le facteur g des alliages Fe-Cr, de 0 à 20 °/o at. de Cr est dans la limite des erreurs d'expériences indépendant de la concentration en Cr et égal au facteur g du Fer.

2) la largeur de raie diminue quand augmente la teneur en Cr des alliages.

b) Alliages Ni-Cr. De 0 à 30 °/o de Cr les alliages Ni-Cr forment des solutions solides ayant la structure du cube à faces centrées. La température de Curie de ces alliages diminue rapidement par addition de Cr de sorte qu'aux concentrations supérieures à 6 °/o at ils cessent d'être ferromagnétiques à la température ambiante Le moment magnétique décroît de 4.4 μ_B par atome de Cr introduit dans le Nickel. L'anisotropie magnétocristalline de ces alliages n est pas connue Les alliages ont été préparés par fusion sous vide, dans un four H.F. de Nickel I.G. de pureté 99,9 °/o et de Chrome de pureté 99,9 °/o. Les aimantations spécifiques dans le champ de résonance ont été mesurées par R Barbier suivant la méthode d'extraction. La densité des alliages a été calculée en supposant linéaire la variation en fonction de la concentration de la densité entre le Nickel et le Chrome. L'erreur absolue maximum sur la valeur de g est estimée à $\pm$ 0,025. Les résultats expérimentaux sont rassemblés dans le Tableau 23

Tableau 23

Composition °/o at. Cr	Aimantation gauss	g	Largeur de raie œ
Ni	492,5	$2,19_9$	650
1,71	404,6	$2,18_5$	690
3,3	315,9	$2,18_8$	610
5,0	210,9	$2,20_3$	790
6,75	69,3		1600

La courbe de résonance de l'alliage à 6,75 °/o at.Cr est trop large et l absorption trop faible pour permettre une détermination précise de son facteur g.

De nos résultats il ressort que

a) Le facteur g des alliages Ni-Cr de 0 à 5 °/o at. Cr est, dans la limite des erreurs d'expériences indépendant de la concentration en Cr et égal au facteur g du Nickel.

b) La largeur de raie est sensiblement constante jusqu'à 3,3 °/o at. de Cr ; une augmentation se produit au-delà : elle est due à ce que le point de Curie se rapproche de la température ambiante quand la teneur en Cr croît

c - Discussion des résultats relatifs aux alliages Fe-Cr et Ni-Cr.

Selon Wangsness, lorsque les porteurs de moment μ_1 et μ_2 sont orientés antiparallèlement le facteur g de l'alliage est donné par :

$$g = \frac{\mu_1 (1-x) - \mu_2 x}{\frac{\mu_1}{g_1}(1-x) - \frac{\mu_2}{g_2}x} \qquad (40)$$

Dans le cas des alliages Fe-Cr, le moment μ_1 du Fer égal à 2,2 μ_B est très supérieur au moment μ_2 du Chrome qui est inférieur à 0,4 μ_B. De plus nous n'avons étudié que des alliages riches en Fer pour lesquels le rapport $\frac{x}{1-x} < 0.25$. Dans ces conditions il découle immédiatement de la relation (40) que le facteur g des alliages étudiés doit demeurer sensiblement égal au facteur g_1 du Fer dans l'alliage. Or, les résultats expérimentaux montrent que g_1 est, aux erreurs d'expériences près, égal au facteur g du Fer pur.

En ce qui concerne les alliages Ni-Cr que nous avons étudiés, la concentration du Cr y est très faible : dans tous les cas on a $\frac{x}{1-x} < \frac{1}{19}$. Il en résulte que le facteur g de l'alliage donné par (40) doit demeurer très voisin du facteur g_1 du Nickel dans l'alliage. Or l'expérience montre que le facteur g des alliages Ni-Cr est, dans la limite des expériences, égal au facteur g du Nickel pur

Nous pouvons donc conclure que le Fer et le Nickel dans les alliages avec le Chrome que nous avons étudiés ont le même facteur g qu'à l'état pur.

Récapitulation des résultats obtenus dans l'étude du facteur g des alliages. De l'ensemble de l'étude que nous avons faite du facteur g des alliages ferromagnétiques ressortent les conclusions suivantes .

1) La formule de Wangsness-Tsuya permet, dans tous les cas où sont connus les moments magnétiques des constituants dans l'alliage, de représenter la variation expérimentale du facteur g en fonction de la concentration.

2) Les valeurs du facteur g des métaux ferromagnétiques dans les alliages sont, dans la limite des erreurs d'expériences, égales aux valeurs correspondant aux métaux purs et cela indépendamment de la structure cristalline de l'alliage. Ceci est l'extension au cas des alliages à deux constituants ferromagnetiques de la conclusion obtenue par d'autres auteurs dans l'étude d'alliages dont un seul des éléments est ferromagnétique.

3) Lorsque le facteur gyromagnétique g' a été mesuré, il y a en général accord selon la relation de K.V.V rigoureuse et dans la limite des erreurs d'expériences entre ces valeurs et nos résultats expérimentaux. Ceci étend dans le cas des alliages la conclusion que nous avions déjà obtenue à propos de la vérification de la relation de K.V.V. rigoureuse par le Fer et le Nickel.

CONCLUSIONS

Nous avons réalisé une installation qui nous a permis l'observation de la résonance ferromagnétique au voisinage de 35600 Mc/s et dans un intervalle de températures s'étendant de 80°C à +400°C. L'interprétation des courbes de résonance relevées nous a d'abord amené à préciser deux points

1) Nous avons calculé, compte tenu de la relaxation, la relation qui lie la fréquence à la valeur du champ statique au minimum d'absorption.

2) Nous avons montré que la largeur de la raie de résonance ferromagnétique dépend de la forme géométrique des échantillons de la fréquence, de la direction du champ statique par

rapport à l'échantillon ainsi que de sa valeur à la résonance. Dans le cas de monocristaux la largeur de la raie de résonance dépend encore de la direction du champ appliqué par rapport aux axes cristallins

Nous avons montré que, le calcul des perturbations étant limité au 1er ordre, la relation liant g' et g donnée sous la forme approchée $g-2 \simeq 2-g'$ par Kittel et Van Vleck a pour expression rigoureuse : $(g-1)(g'-1) = 1$. Nous avons mesuré les facteurs g du Fer, du Cobalt et du Nickel ; les valeurs que nous avons obtenues sont, dans la limite des erreurs d'expériences, en accord selon la relation $(g-1)(g'-1) = 1$ avec les valeurs du facteur g' mesurées par d'autres expérimentateurs.

L'étude de la résonance ferromagnétique des alliages nous a permis de tirer les conclusions suivantes :

1) Les facteurs g et g' des alliages satisfont à la relation $(g\ 1)(g'\ 1) = 1$.

2) La variation expérimentale du facteur g est convenablement exprimée par la formule de Wangsness-Tsuya Nous avons calculé une loi de variation du facteur g' d'un alliage en fonction de sa composition ; elle rend compte de façon satisfaisante des résultats de mesures.

3) Il résulte de la vérification expérimentale des deux formules précédentes que les facteurs g et g' des métaux dans les alliages étudiés ont dans la limite des erreurs d'expériences mêmes valeurs que dans les métaux purs.

BIBLIOGRAPHIE

([1]) Akhieser A., J.Phys. U.S.S.R., 1946, *10*, 217.
([2]) Artmann J.O., Phys. Rev., 1956, *105*, 74.
([3]) Bagguley D.M.S., Proc.Roy. Soc. A, 1955, *228*, 549
([4]) Barlow G.S. et Standley K.J., Proc Phys.Soc., B, 1956, *69*, 1052
([5]) Barlow G.S. et Standley K.J., Proc.Phys.Soc., 1958, *71*, 45.
([6]) Barnett S.J., Phys. Rev., 1944, *66*, 224.
([7]) Barnett S.J. et Kenny G.S., Phys.Rev., 1952, *87*, 723.
([8]) Barret C.S., Structure of Metals, McGraw Hill Book Comp , N.Y
([9]) Bloch F. et Gentile G., Zeits.f Physik, 1931, *70*, 395.
([10]) Bloembergen N., Physica, 1949, *15*, 588.
([11]) Bloembergen N., Phys.Rev., 1950,*78*, 572.
([12]) Bloembergen N., J. Appl. Phys., 1952, *23*, 1382.
([13]) Boas W., Physics of Metals and Alloys, J.Wiley and Sons, New York.
([14]) Bozorth R.M., Ferromagnetism, D Van Nostrand, N.Y. 1951
([15]) Brooks H., Phys. Rev., 1940, *58*, 909.
([16]) Damon R.W., Rev.Mod. Phys. 1953, *25*, 239.
([17]) Danan H., Thèse Strasbourg, 1958.
([18]) Fletcher G.C., Proc. Phys. Soc., A, 1954, *67*, 505
([19]) Goudet G et Chavanne P , Ondes centimétriques, Ed Chiron, Paris.
([20]) Griffiths J.H.E., Nature, 1946, *158*, 670.
([21]) Hegg F., Thèse Zurich, 1910.
([22]) Honda K et Masumoto H., Sc.Rep.Toh.Univ , 1928, *17*, 111
([23]) Honda K et Masumoto H , Sc.Rep.Toh.Imp.Univ , 1931, *20*, 323
([24]) Hoskins R., et Weiner G , Phys Rev., 1954, *96*, 1153.
([25]) Kip A.F. et Arnold R D., Phys Rev , 1949, *75*, 1556
([26]) Kittel C , Phys. Rev., 1947, *71*, 270.
([27]) Kittel C., Phys. Rev., 1948, *73*, 155.
([28]) Kittel C., Phys. Rev. 1949, *76*, 743.
([29]) Kittel C. et Herring C., Phys. Rev., 1950, 77, 725.

(30) Kittel C., J Phys. Rad., 1951, *12*, 291.
(31) Kittel et Abrahams E., Rev.Mod Phys., 1953, *25*, 233
(32) Kittel C. et Mitchell A., Phys. Rev., 1956, *101*, 1611.
(33) Meyer A J.P., C R.Ac.Sc., 1952, *235*, 1382
(34) Meyer AJ.P. et Brown S., J.Phys. Rad., 1957, *18*, 161.
(35) Montgomery C G., Technique of Microwave Measurements. McGraw Hill Book Comp., 1947.
(36) Montgomery C G Dicke R.H., Purcell E M Principles of Microwave Circuits. McGraw Hill Book Comp., 1948.
(37) Osborn J.A., Phys. Rev., 1945, *67*, 351.
(38) Peschard M., Thèse Strasbourg, 1925
(39) Polder D., Phys. Rev., 1948, *73*, 1116.
(40) Polder D., Phil.Mag., 1949, *40*, 99.
(41) Purcell, Torry, Pound, Phys. Rev., 1946, *69*, 37.
(42) Purcell, Torry, Pound, Phys. Rev., 1946, *69*, 37.
(43) Reich K.H., Phys. Rev., 1956, *101*, 1647.
(44) Reich K H. Frequenz 1956 *10*, 11.
(45) Rodbel D S., J Appl Phys., 1959, Suppl. *30*, 187 S
(46) Scott G.G., Phys. Rev., 1955, *99*, 1241.
(47) Scott G G Phys Rev. 1956, *103*, 561
(48) Scott G G. Phys. Rev. 1956 *103* 561
(49) Scott G.G., Phys. Rev., 1956, *104*, 1497.
(50) Shull C.G. et Wilkinson M.K., Phys. Rev., 1955, *97* 304.
(51) Smit J et Beljers H.G PhilRes Repts. 1955 *10*, 113
(52) Standley K J et Reich K H. Proc Phys. Soc B. 1955 *68*, 713
(53) Standley K J et Stevens K W.H. Proc Phys.Soc. B 1956, *69*, 993.
(54) Suhl H., Phys. Rev., 1955, *97*, 555.
(55) Taglang P., Thèse Strasbourg, 1950.
(56) Tsuya N. Progr.Theor Phys. 1952, *7*, 263
(57) Van Vleck J.H., Physica, 1949, *15*, 197.
(58) Van Vleck J.H., Phys. Rev., 1950, *78*, 266.
(59) Wangsness R K. Phys Rev. 1953, *91* 1085
(60) Weiss P. et Forrer R., C R Ac.Sc., 1924, *178*, 1046.
(61) Weiss P. et Forrer R Ann de Physique, 1929, *12* 279.

(62) Weiss R J. et De Marco J.J., Rev Mod.Phys., 1958, *30*, 59.
(63) Yager W.A., Galt J K., Merritt F.R., Wood E.A., Phys Rev 1950, *80*, 744.
(64) Zavoisky E., J.Phys. U.S.S.R., 1945, *9*, 211.
(65) Zener C., Phys. Rev., 1951, *81*, 440.

TABLE DES MATIERES.

Pages

Chapitre I. **INTRODUCTION**

§ 1. Définition 11

§ 2: But du travail 15

Chapitre II. **THEORIE DE LA RESONANCE FERROMAGNETIQUE**

§ 1. La résonance magnétique

A - Mouvement d'un ensemble de porteurs de moment placés dans un champ magnétique statique 17

B - Action d'un champ magnétique H.F. perpendiculaire au champ statique 18

§ 2. Théorie de Kittel

A - Equations de la résonance ferromagnétique 20

B - Influence de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline 22

C - Minimum d'absorption. Condition d antirésonance 25

D - Méthode générale de détermination de la condition de résonance des ferromagnétiques 25

§ 3. La relaxation

A - Théorie de Bloembergen 26

B - Puissance absorbée 29

C - Calcul à partir de l'équation de Bloch-Bloembergen de la valeur du champ au minimum d'absorption 30

D - Largeur de raie 34

E - Divers facteurs influençant la largeur de raie 40

§ 4. Facteurs g' et g

A - Facteurs g' et g des métaux purs 42

B - Facteurs g' et g des alliages 47

Chapitre III. **L'APPAREIL DE MESURE ET SON UTILISATION**

§ 1. Principe de mesure 51

§ 2. Description de l'appareil de mesure

A - Choix de la fréquence de travail 51

B - Détail des éléments constitutifs de l'appareil 52

§ 3. Technique de mesure 61

§ 4. Préparation des disques 62

§ 5. Exploitation des résultats de mesure : précision 63

A - La fréquence 63

B - Le champ extérieur 63

C - L'aimantation I 64

D - Coefficients de champ démagnétisant 64

Chapitre IV. **RESULTATS EXPERIMENTAUX**

§ 1. Mesure du facteur g de métaux à température ambiante

A - Fer 67

B - Nickel 72

C - Cobalt 76

D - Conclusion 78

§ 2. Etude de la résonance des métaux en fonction de la température

A - Fer 79

B - Nickel 81

C - Cobalt 82

D - Discussion des résultats de l'étude thermique de la résonance 83

§ 3. Etude expérimentale de la résonance d'alliages ferromagnétiques 85

A - Alliages Fer-Nickel 86

B - Alliages Fer-Cobalt 88

C - Alliages Cobalt-Nickel 91

D - Alliages du Fer et du Nickel avec le Chrome 94

E - Récapitulation des résultats obtenus dans l'étude du facteur g des alliages 98

CONCLUSIONS GENERALES 98

BIBLIOGRAPHIE 101

TABLE DES MATIERES 105